ORSAY
Série
N°

CNRS

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

Pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR SCIENCES PHYSIQUES

par

Serge GOURRIER

Ingénieur ESE

"Réalisation de microponts supraconducteurs en niobium par usinage ionique. Analyse de leurs propriétés : étude expérimentale et discussion à l'aide des modèles théoriques existants".

Soutenue le 1976 devant la Commission d'Examen

ORSAY
Série
N°

CNRS

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

Pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR SCIENCES PHYSIQUES

par

Serge GOURRIER

Ingénieur ESE

"Réalisation de microponts supraconducteurs en niobium par usinage ionique. Analyse de leurs propriétés : étude expérimentale et discussion à l'aide des modèles théoriques existants".

Soutenue le devant la Commission d'Examen

UNIV.
LEIDSE
BIBL.

# TABLE DES MATIERES


I INTRODUCTION I

II USINAGE IONIQUE 4

I Les effets principaux du bombardement ionique 4

I.I La pulvérisation cathodique 4

I.I.I Définition 4

I.I.2 Calcul théorique du taux de pulvérisation et estimation de la durée d'usinage 5

I.I.2.I Taux de pulvérisation 5

I.I.2.2 Durée d'usinage 5

I.2 Les phénomènes liés à l'implantation ionique 7

I.2.I Implantation dans la zone bombardée 7

I.2.2 Implantation dans le pont 8

2 Description de l'appareil à usinage ionique IO

2.I Principe IO

2.2 Etude détaillée des différentes parties II

2.2.I La source d'ions II

2.2.2 L'optique ionique I2

2.2.2.I Le prisme magnétique I2

2.2.2.2 Les condenseurs I2

2.2.2.3 Le porte modèle I3

2.2.2.4 L'optique réductrice I3

2.2.3 L'optique électronique I4

3 Description de la cible et du modèle; fabrication d'un pont I6

3.I La cible I6

3.I.I Le supraconducteur I6

3.I.2 Le substrat I7

3.I.3 Le motif usiné I7

3.I.4 Fabrication I8

3.I.4.I L'évaporation I8

3.I.4.2 Le motif I9

3.2 Le modèle et l'usinage d'un micropont 20

3.2.I Description du modèle 20

3.2.2 Fabrication d'un pont 20

4 Réglages et adaptation de l'appareil 22
4.I Centrage 22
. 4.I.I La source d'ions 22
. 4.I.2 L'optique ionique 22
4.2 Homogénéité 23
4.3 Définition de l'usinage 24
4.4 Stabilité des conditions d'usinage 24
4.5 Densité ionique 25
4.6 Problème de maintenance 26
5 Résultats d'usinage 28
III PROPRIETES SUPRACONDUCTRICES DES MICROPONTS 30
I Introduction aux propriétés supraconductrice des microponts 30
I.I L'effet Josephson 30
I.I.I Définition 30
I.I.2 Propriétés expérimentales 3I
I.I.2.I Effet Josephson continu 3I
I.I.2.2 Effet Josephson alternatif 32
I.2 Les différents types de microponts 34
I.2.I Introduction 34
I.2.2 Les ponts de type Dayem 36
I.2.2.I Définition 36
I,2.2.2 Fabrication 37
I.2.2.3 Principales propriétés 38
I.2.3 Les ponts de Notarys-Mercereau 39
I.2.3.I Principe et définition 39
I.2.3.2 Fabrication 40
I.2.2.3 Propriétés 4I
I.2.4 Autres types de microponts 42
I.2.4.I Nos ponts 42
I.2.4.2 Les ponts à épaisseur variables 42
I.2.4.3 Ponts réalisés par superposition d'un métal supraconducteur et d'un métal ferromagnétique 42
I.2.4.4 Ponts réalisés par implantation 43

4 Température critique et implantation dans les microponts 7I
4.I Introduction 7I
4.2 Etude expérimentale 72
4.3 Causes de l'implantation 73
4.3.I Les aberrations optiques 73
4.3.2 La diffusion du faisceau 74
4.4 Discussion 74
4.4.I Dose implantée 74
4.4.2 Interprétation 75
4.4.3 Températures critiques mesurées et intrinsèques 77
5 Caractéristique courant-tension et courant critique 79
5.I Forme générale de la caractéristique 79
5.2 Etude du courant critique et de sa dépendance avec la température 8I
5.2.I Les dépendances trouvées dans la littérature 8I
5.2.I.I Les dépendances "classiques" 8I
5.2.I.2 Autres dépendances 83
5.2.2 Etude expérimentale 84
5.2.2.I Généralités 84
5.2.2.2 Dépendance linéaire et effet de proximité 85
5.2.2.3 Dépendance en $(I - t^2)^{3/2}$ 88
5.3 Etude de l'hystérésis dans la caractéristique 9I
5.3.I Interprétation des résultats 9I
5.3.2 Discussion 92
5.4 Influence d'un champ magnétique perpendiculaire 92
5.4.I Influence sur la caractéristique 92
5.4.2 Champ critique 93
5.4.3 Influence d'un champ magnétique sur le courant critique 94
5.4.3.I Prédictions théoriques et résultats d'autres travaux 94
5.4.3.2 Résultats 94

I.3 Caractéristiques d'un micropont idéal 44
I.3.I Bonne insensibilité au champ magnétique 44
I.3.2 Bonne stabilité dans le temps 44
I.3.3 Bonne gamme de température 44
I.3.4 Bonne sensibilité 45
I.3.5 Bonne caractéristique I - V 45
I.3.6 Remarque sur les dimensions d'un pont 46
I.4 Appareillage expérimental 5I
2 Propriétés supraconductrice des films de Niobium 53
2.I Structure des films 54
2.I.I Généralités 54
2.I.2 Application à nos films 55
2.2 Température critique $T_c$ et résistivité $\rho_n$ 56
2.2.I Résultats 56
2.2.2 Rôle de l'oxygène et de l'oxyde 57
2.2.3 Autres impuretés 58
2.2.4 Interprétation physique 59
2.3 Champ critique des films 59
2.3.I Résultats expérimentaux 59
2.3.2 Eléments d'interprétation 60
2.3.2.I Etude de K paramètre de Ginsburg-Landau 60
2.3.2.2 Discussion 6I
2.3 2.3.3 Variation avec la température 62
2.3.3.I Résultats et interprétation 62
2.3.3.2 Discussion 63
2.4 Propriétés des films après bombardement 64
3 Etude du shunt résistif des microponts 65
3.I Résistance de la zone usinée ou "fente" 65
3.I.I Introduction 65
3.I.2 Ses conséquences 66
3.I.3 Etude expérimentale 67
3.I.3.I Température critique $T_{cf}$ 67
3.I.3.2 Résistance normale $R_{nf}$ 68
3.2 La résistance du substrat (chrome) 69

6 Etude de la réponse hyperfréquence 96

6.1 Le micropont dans un rayonnement hyperfréquence 96

6.1.1 Couplage du micropont au rayonnement 96

6.1.1.1 Couplage par le champ électrique 96

6.1.1.2 Couplage par le champ magnétique 97

6.1.2 Adaptation 98

6.1.3 Autres problèmes 98

6.1.3.1 Les fluctuations thermiques 98

6.1.3.2 Les transitions parasites 99

6.2 Amplitude et numéro des marches, étude de la limitation en fréquence 99

6.2.1 Observations générales 99

6.2.2 Etude de la montée en fréquence, rôle de la température 100

6.2.2.1 Résultats dans le cas général 101

6.2.2.2 Comportement particulier de certains ponts 101

6.2.2.3 Modèles théoriques de limitation en fréquence 102

6.2.2.4 Interprétation 103

6.3 Etude de la dépendance des marches avec la puissance hyperfréquence 105

6.3.1 Résultats 105

6.3.2 Comparaison avec d'autres résultats 105

6.3.3 Discussion 106

6.4 Influence d'un champ magnétique sur la réponse hyperfréquence 108

7 Conclusion sur les propriétés supraconductrices des microponts 110

Annexe I - Théorie de l'usinage ionique.

Annexe II - Les principaux modèles théoriques de microponts.

BIBLIOGRAPHIE

---

## I - 1 INTRODUCTION

En 1962 B.D. JOSEPHSON prédisait théoriquement une nouvelle forme d'effet tunnel dans les supraconducteurs. En étudiant une jonction tunnel (appelée maintenant couramment jonction Josephson) formée de deux supraconducteurs massifs séparés par une mince barrière isolante de quelques dizaines d'Å, il montrait que des paires de COOPER peuvent franchir la barrière par effet tunnel et que, par suite, la jonction peut être traversée par un courant supraconducteur $I_s$.

Les calculs de Josephson ont démontré que le courant supraconducteur traversant le dispositif est lié à la différence de phase $\varphi$ des paramètres d'ordre supraconducteurs de part et d'autre de la barrière, suivant la relation $I_s = I_c \sin \varphi$ (1)

La valeur maximale $I_c$ (courant critique) est fonction de la structure de la jonction, du matériau, de la température, et du champ magnétique.

On peut alors distinguer deux cas :

a) si le courant $I_s$, imposé par la source extérieure, est inférieur à $I_c$, la différence de phase $\varphi$ s'ajuste pour satisfaire à l'équation (1). La jonction présente alors une résistance nulle.

b) si l'on impose un courant supérieur à $I_c$, une tension V apparaît aux bornes de la jonction. Josephson a alors montré que la différence de phase $\varphi$ est une fonction du temps telle que

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar} \qquad (2)$$

où e est la charge de l'électron

$\hbar$ est la constante de PLANCK divisée par $2\pi$.

A partir des relations (1) et (2) on peut montrer que les jonctions Josephson sont sensibles à l'action d'un rayonnement hyperfréquence .

Après la mise en évidence expérimentale des effets Josephson en 1963, de nombreuses recherches se sont développées progressivement pour utiliser les applications potentielles des jonctions Josephson en magnétométrie, en détection et mélange haute fréquence (en particulier dans l'infrarouge), et en métrologie (maintenance du volt, chaîne de mesure de fréquences).

Parallèlement à ces études, il est apparu rapidement que toute une gamme de dispositifs constitués essentiellement par deux supraconducteurs massifs reliés par une zone de petites dimensions manifestant une supraconductivité affaiblie présentent des propriétés voisines des jonctions Josephson. Ce sont principalement - les contacts ponctuels (ZIMMERMANN et SILVER (1964)). - les microponts (ANDERSON et DAYFM 1964 [19] ).

Les jonctions Josephson primitivement réalisées étaient peu reproductibles et leurs caractéristiques évoluaient dans le temps. Les contacts ponctuels manifestaient leur supériorité dans les applications haute fréquence mais aussi leur grande instabilité mécanique.

C'est pourquoi des efforts importants ont été faits dans un certain nombre de laboratoires, surtout à partir de 1970, pour développer l'étude des microponts, parce qu'ils ne sont pas mécaniquement instables et ne nécessitent pas de réglages comme les contacts ponctuels.

Au commencement de notre étude à la fin de l'année 1972, les principaux types de microponts étaient les suivants :
a) Des microponts réalisés par gravure mécanique [21] dans des supraconducteurs "mous" de première espèce, principalement l'étain ou l'indium. Ceux-ci ont une température de fonctionnement inférieure à 4,2°K et nécessitent une régulation rigoureuse de leur température à quelques centièmes de °K de leur température critique. Ils sont généralement très sensibles aux influences extérieures (champ magnétique en particulier).

b) Les premiers ponts réalisés avec des supraconducteurs "durs" (niobium) par photomasquage au microscope électronique à balayage [27] étaient alors en cours d'élaboration. Cette technologie devait permettre de réaliser des microponts de très petites dimensions mais dont la gamme de température de fonctionnement est réduite.

c) Enfin, les microponts de supraconductivité affaiblie par effet de proximité (ponts de NOTARYS - MERCEREAU [32] ) robustes, relativement stables dans le temps et pouvant fonctionner à 4,2°K.

Notre méthode de fabrication utilise une technique de microusinage par bombardement ionique [11] .

Une image réduite d'un masque ajouré (modèle) est focalisée sur une cible au moyen d'un système d'optique ionique. On obtient ainsi une

réplique positive réduite du masque. Par un choix approprié de la cible et du modèle on peut couper un canal supraconducteur sur toute sa largeur sauf en un endroit de petite dimension constituant le pont.

Le matériau supraconducteur employé est le niobium. Sa température critique élevée (9,2°K) permet de penser que des ponts en niobium peuvent fonctionner à 4,2°K, ses champs critiques et densités de courant critique sont élevés et, sous forme de film, il résiste bien à l'oxydation.

Cette technologie a été rendue possible par des collaborations extérieures importantes :

- Monsieur le Professeur CASTAING nous a accueilli dans son service au Laboratoire de Physique des Solides pour effectuer les travaux d'usinage ionique avec l'appareil mis au point par M. BERNHEIM.

- Monsieur ZENATTI nous a donné accès à la technologie de son groupe au LETI (CEN Grenoble) et a réalisé pour nous les films de niobium et les ébauches servant à l'usinage des microponts.

Nous avons ainsi pu réaliser des microponts robustes et stables dans le temps dont la température critique comprise entre 5 et 6°K permet un bon fonctionnement à 4,2°K, ce qui est un gros avantage.

Nous présentons ici d'abord la méthode d'usinage ionique et son adaptation à la fabrication de ponts. Nous étudions ensuite les principales propriétés supraconductrices des microponts : température critique, courant critique, réponse à un rayonnement hyperfréquence. Nous envisageons aussi les limitations des performances et leur possibilité d'amélioration. Nous situons enfin nos résultats par rapport aux travaux publiés dans la littérature.

## II - 1 LES EFFETS PRINCIPAUX DU BOMBARDEMENT IONIQUE

L'usinage ionique de microponts supraconducteurs fait intervenir deux effets fondamentaux du bombardement ionique :

a) la pulvérisation cathodique du réseau atomique de la cible (ou "back-sputtering")

b) les phénomènes liés à l'implantation d'ions dans la cible. Ils ont d'importantes conséquences sur la supraconductivité des microponts.

Nous distinguerons :

- les effets d'implantation dans la zone bombardée
- les effets d'implantation dans le pont lui-même

### 1 - 1 la pulvérisation cathodique (ou "back-sputtering")

#### 1 - 1 - 1. définition

Lorsqu'un faisceau de particules énergétiques (généralement des ions accélérés par une haute tension) bombarde la surface d'une cible, on observe rapidement des traces d'érosion : des atomes sont arrachés à la cible. Ce phénomène est appelé pulvérisation cathodique ou "back-sputtering" On le caractérise par un coefficient S appelé taux de pulvérisation cathodique et défini comme le nombre moyen d'atomes éjectés par particule incidente.

L'analyse du phénomène (voir l'annexe I et [2], [3], [4] et [5] fait intervenir un processus d'échanges d'énérgie et de quantité de mouvement au cours de séries de collisions successives : les particules incidentes transmettent leur énergie et leur quantité de mouvement à des atomes de la cible (collisions primaires) qui à leur tour, entrent en collision avec d'autres atomes de la cible (collisions secondaires).

Les particules énergétiques pulvérisent la cible de façon indépendante entre elles. Le temps requis pour faire un usinage sera donc inversement proportionnel au produit de la densité ionique incidente sur la cible et du taux de pulvérisation cathodique.

## 1 - 1 - 2. calcul théorique du taux de pulvérisation et estimation de la durée d'usinage dans nos conditions expérimentales

### 1 - 1 - 2 - 1. taux de pulvérisation

Le taux de pulvérisation calculé d'après la théorie empirique d'ALMEN et BRUCE (Annexe I et [4] dans nos conditions expérimentales (film polycristallin de niobium bombardé sous incidence normale par des ions argon d'énergie 90 k eV)est

$$S = 4{,}24 \times 10^{-10}\, n_o\, R^2\, \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2}\, E \exp\left( - 10{,}4 \frac{\sqrt{M_1}}{M_1+M_2}\, E_B \right)$$

avec $n_o$ nombre d'atomes de cible par unité de volume (pour le niobium monocristallin

$$n_o \simeq 5{,}5 \times 10^{28} \text{ atomes } /m^3 )$$

$M_1$ masse atomique de l'argon ( 40 g) , R rayon de collision
$M_2$ " " " niobium (93 g)
E énergie des ions incidents (90 k eV)
$E_B$ énergie de liaison des atomes de cible
( $\simeq$ 7,5 eV dans le cas du niobium)
Avec les conditions expérimentales ci-dessus :

$S \simeq 0{,}75$ atome/ion.

Nous indiquons dans l'annexe I l'importance fondamentale des conditions d'usinage (pression ambiante, densité ionique incidente etc....) sur la valeur du taux de pulvérisation. Les conditions expérimentales d'ALMEN et BRUCE correspondant approximativement aux nôtres, l'utilisation de leur analyse théorique donne un résultat satisfaisant.

### 1 - 1 - 2 - 2. durée d'usinage

Pour calculer la durée théorique requise pour faire un usinage, nous avons d'abord estimé la densité ionique sur la cible en cours de

bombardement (voir II - 4 - 5). Elle dépend évidemment des réglages de la source d'ions en particulier, et de la qualité du centrage de l'appareil mais son ordre de grandeur typique est 30 $\mu A/cm^2$ ce qui fait une densité ionique d'environ $2 \times 10^{14}$ ions/$cm^2$.

Il serait illusoire d'en donner une valeur précise en raison de l'émission électronique secondaire et de la dispersion du faisceau ionique. La marge d'incertitude peut être estimée à 15-20 % (voir II - 4-5).

Nous avons ensuite fait plusieurs hypothèses simplificatrices en supposant :

a) une homogénéité parfaite du faisceau ionique

Ceci suppose un bon centrage et une surveillance de l'appareil en cours d'usinage (voir II - 4 -1, 4 - 2).

b) une influence négligeable des états de surface des échantillons.

Pour cela il convient en particulier de manier avec soin les échantillons car la moindre trace de contamination ou d'impuretés à la surface de la cible peut modifier localement le taux de pulvérisation et entraîner des inhomogénéités dans l'usinage.

c) une occupation volumique des atomes de niobium dans la cible égale à celle du niobium monocristallin : un atome pour 18 $Å^3$ environ (le niobium cristallise dans un réseau cubique centré dont le paramètre vaut environ 3,3 Å ) En toute rigueur cette hypothèse est fausse, car la structure de nos films n'est pas monocristalline.

Au chapitre III - 2 - 1 en comparant certaines propriétés de nos films avec les résultats publiés d'autres travaux équivalents [7] nous étudions la structure cristalline de nos films.

Nous montrons qu'elle est continue et polycristalline et que la dimension typique d'un grain est de 100 à 200 Å . Il semble alors correct d'estimer l'occupation volumique à 18 $Å^3$ car les déformations du réseau induites par les joints de grains sont généralement faibles

et ne s'étendent que sur de courtes distances (quelques paramètres cristallins) dans les réseaux de part et d'autre du joint.

Remarque : La nature polycristalline du film a une autre conséquence Le taux de pulvérisation cathodique S dépend fortement (dans un facteur compris entre 2 et 3) de l'orientation du matériau bombardé. Les grains composant le niobium étant orientés au hasard, il s'ensuit des inhomogénéités dans la vitesse de pulvérisation. Ainsi pour des doses légèrement supérieures à celles de l'usinage total, il doit rester des grains de niobium incomplètement usinés. Ceci est une des causes du phénomène de shunt (ou "fente" voir III - 3 - 1) : la zone bombardée reste faiblement conductrice et elle shunte le micropont.

Compte tenu de toutes les hypothèses précédentes on peut estimer la durée d'usinage complet d'un canal de niobium d'épaisseur 500 Å à environ 30 mn (voir Annexe I)

Le résultat est approximativement confirmé par deux types d'expériences

a) contrôle direct de la fin de l'usinage (II - 5)

b) contrôle indirect par l'étude des propriétés de la zone bombardée (III - 3 - 1)

## 1 - 2 Les phénomènes liés à l'implantation ionique au cours du bombardement

### 1 - 2 - 1 implantation dans la zone bombardée

L'implantation directe d'ions argon de 90 k eV dans le niobium joue un rôle secondaire. En effet dans la plupart des cas nous arrêtons l'usinage lorsque toute l'épaisseur de niobium est enlevée. L'argon implanté dans le métal a donc été chassé avec le niobium.

Par contre un phénomène annexe de l'implantation est très important pour nous : dans la zone bombardée il subsiste après usinage

( en plus d'atomes d'argon) des atomes de niobium implantés dans le substrat à la suite de chocs avec les ions argon incidents. Il reste ainsi une zone de supraconductivité très affaiblie (elle transite à environ 2,5°K) qui aux températures de fonctionnement typiques d'un pont (4,2°K) est résistive et shunte le micropont. Ceci est une autre cause de la résistance de shunt (voir III - 3 - 1)

1 - 2 - 2 implantation dans le pont

Expérimentalement (III - 4) on constate que la température critique de nos microponts décroît fortement lorsque la dose d'usinage augmente.

Un tel résultat ne peut s'interpréter que par une lente implantation dans la zone du pont au cours de l'usinage. Plusieurs causes peuvent expliquer ce phénomène :

a) les aberrations du système d'optique ionique (aberrations chromatiques et de sphéricité) : elles jouent un rôle important car les dimensions de nos ponts (le plus souvent 0,6 µ x 0,6 µ) sont voisines de la limite de résolution de l'appareil à usinage ( $\simeq$ 0,1 µ)

b) la diffusion du faisceau : elle peut être due à la présence de substances isolantes qui en se chargeant au passage du faisceau le défléchissent et le rendent plus dispersif, ou à la diffusion sur les bords des masques.

c) les légers défauts de mise au point de l'image ionique : ils peuvent être dus à des écarts de la tension de post accélération (c'est le paramètre important pour la mise au point (voir 2 - 2 - 2)) d'un usinage à l'autre. La précision de règlage de la haute tension est d'environ 50 V.

Le pont est donc bombardé. Les molécules d'oxygène adsorbées en surface peuvent être implantées profondément à la suite de chocs avec des ions argon. Ceci constitue une cause supplémentaire d'affaiblissement de $T_c$.

Au chapitre III-4 nous revenons plus en détails sur ces différents mécanismes et leurs conséquences pour la supraconductivité des ponts.

## II - 2 DESCRIPTION DE L'APPAREIL A USINAGE IONIQUE

Il a été conçu et réalisé par M. BERNHEIM et R. CASTAING au Laboratoire de Physique des Solides d'Orsay dans le but de réaliser des implantations de matériaux dopants dans les semiconducteurs.

### 2 - 1 Principe (11)

On forme sur une cible une image ionique qui représente l'ensemble de la structure à usiner. Cette image est constituée par "l'ombre" d'un masque ajouré (modèle) dont les différentes régions sont les unes opaques, les autres transparentes aux ions. On usine de cette façon dans l'échantillon des ouvertures qui correspondent à celles du modèle. En projetant sur la cible l'image de ce modèle par l'intermédiaire d'une optique ionique de réduction, on obtient une réplique positive miniature de celui-ci.

Le dispositif d'usinage par bombardement ionique se compose donc principalement (voir fig.1 et les renvois) d'une optique réductrice (4) associée à un dispositif d'éclairement ionique composé d'une source d'ions (1), d'un prisme magnétique (2) et de lentilles électrostatiques à 3 électrodes ou condenseurs (3), qui ici jouent le rôle de lentilles convergentes pour le faisceau ionique.

La lentille réductrice est un objectif à immersion (13) (11) (l'objet est dans le champ électrostatique de la lentille, voir fig.2) qui a une double fonction :

a) pour les ions, c'est une lentille post accélératrice qui assure la réduction et la focalisation de l'image. Dans nos expériences le rapport de réduction était 17 environ.

b) le champ électrostatique intense qui règne au voisinage de la cible permet d'accélérer et de focaliser sur un écran fluorescent les électrons secondaires émis en cours de bombardement. On peut ainsi contrôler l'homogénéité de l'image et la mise en place correcte des éléments

de la cible. La lentille réductrice est un convertisseur ions-électrons.

L'ensemble mécanique de l'appareil se présente sous la forme d'une source d'ions reliée à une colonne verticale comprenant les éléments des optiques ioniques et électronique. L'appareil est maintenu, en cours de fonctionnement, sous un vide de 1 à 2 x $10^{-6}$ Torr par deux pompes à diffusion d'huile.

## 2 - 2. Etude détaillée des différentes parties
(voir fig.1 et les renvois)

### 2 - 2 - 1. La source d'ions (1)

C'est une source à arc électronique. Elle est alimentée en permanence par un gaz inerte , afin d'éviter toute réaction chimique d'oxydation en particulier (nous utilisons de l'argon) sous une pression d'environ 2 x $10^{-6}$ Torr. Un filament de tungstène chauffé par un courant émet des électrons qui sont attirés par une anode portée à un potentiel positif ( + 100 V) par rapport à ce filament. L'arc électronique ainsi formé ionise le gaz contenu dans la source. Un champ magnétique axial, créé par une bobine, allonge la trajectoire des électrons et augmente la probabilité d'ionisation.

Une électrode d'extraction, reliée à la masse, extrait les ions positifs du plasma obtenu, la chambre d'ionisation étant portée dans son ensemble à un potentiel positif ( + 10 kV) par une alimentation haute tension de grande stabilité ( $\simeq$ 2 x $10^{-4}$).

A la sortie de la source d'ions se trouve un condenseur (3 a) qui permet de focaliser le faisceau suivi d'un diaphragme (5 a) de 400 $\mu$ La chambre d'ionisation peut se déplacer mécaniquement par rapport à l'ensemble condenseur-diaphragme qui reste fixe. Une mesure grossière du courant ionique après le diaphragme donne 2 $\mu$A environ. Le courant avant le diaphragme est plus important, il peut atteindre plusieurs dizaines de $\mu$ A. Compte tenu de la tension d'arc filament-anode, de la stabilité de la haute tension et par comparaison avec d'autres travaux

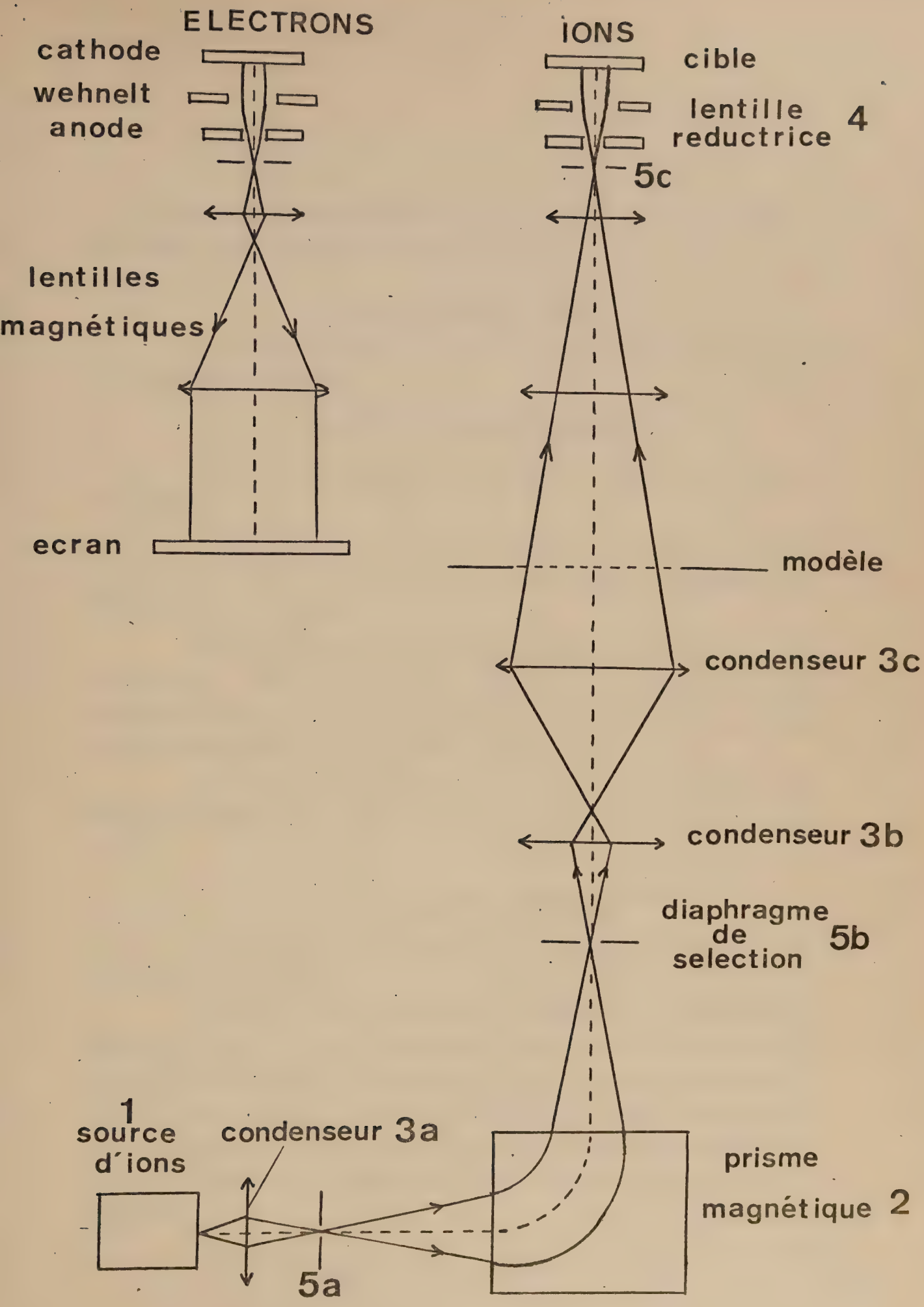



FIG 1 SCHEMA DE L'APPAREIL

(11 la dispersion énergétique du faisceau à la sortie de la source peut être estimé à quelques électrons-volts.

### 2 - 2 - 2. L'optique ionique

Le faisceau ionique extrait de la source rencontre successivement différentes éléments.

#### 2 - 2 - 2 - 1. Le prisme magnétique (2)

Il permet de sélectionner à la fois le type d'ion utilisé et son énergie.

A sa sortie se trouve un diaphragme (5 b) de 600 $\mu$. Le courant ionique mesuré par un cylindre de Faraday après ce diaphragme est typiquement de 0,3 $\mu$ A

La sélectivité en masse de l'ensemble prisme diaphragme est d'environ $4 \times 10^{-3}$ (voir par example (12) pour les formules thèoriques des sélectivités). Elle est suffisante pour sélectionner les ions argon. La sélectivité requise est en effet d'environ $10^{-2}$.

La dispersion chromatique qu'autoriserait le prisme ne joue aucun rôle car elle est très supérieure à la dispersion due à la source d'ions.

#### 2 - 2 - 2 - 2. Deux condenseurs (3 b), (3 c)

Le premier (3 b) est centrable mécaniquement, l'autre (3 c) est fixe et auto centré.

En marche normale le premier condenseur (3 b) focalise le faisceau un peu en avant du foyer objet du deuxième. Ce dernier donne donc un faisceau de faible convergence et qui, de plus, a un diamètre relativement important (environ 10 mm) grâce à la disposition relative des condenseurs. Le modèle (voir 2-2-2-3) est ainsi illuminé dans son ensemble. L'emploi d'une seule lentille ne donnerait pas un champ si important.

### 2 - 2 - 2 - 3. Le porte modèle

Il peut se déplacer latéralement et nous permet de sélectionner 5 masques en cours de fonctionnement : généralement 2 grilles ajourées donnant un champ d'usinage maximum ( 600 $\mu$) et 3 masques de formes diverses.

Le diamètre utile d'un masque est de 10 mm

### 2 - 2 - 2 - 4. L'optique réductrice

(voir fig. 2, et [11] et [13]. C'est la partie essentielle Elle comporte trois électrodes : une anode à la masse portant un diaphragme d'entrée de 750 $\mu$ (5 c), un wehnelt et une cathode. L'ensemble cathode-wehnelt est centrable mécaniquement par rapport à l'anode fixe.

Lorsque le reste de l'appareil est correctement centré, le faisceau ionique est focalisé dans le diaphragme d'entrée.

L'échantillon à bombarder est au potentiel de la cathode qui en fonctionnement est portée à une haute tension négative ( - 80 kV environ) de post accélération par une alimentation électrostatique à haute stabilité ($\simeq 10^{-5}$).

Le potentiel du wehnelt peut s'écarter d'une valeur réglable comprise entre $\pm$ 500 V par rapport à celui de la cathode. Pratiquement le wehnelt n'a d'influence que sur l'optique électronique. En effet il ne modifie l'énergie des ions que de façon négligeable mais peut influer sensiblement sur le champ électrostatique à la surface de l'échantillon bombardé et modifier les conditions d'émission (angle, énergie) des électrons secondaires (voir plus loin).

Les distances cathode-wehnelt et cathode-anode (respectivement 17 et 41 mm) sont très inférieures au libre parcours moyen des atomes de niobium arrachés à la cible (de l'ordre du M à 2 x $10^{-6}$ Torr) On évite ainsi toute recombinaison sur la cible du niobium pulvérisé.

Les dimensions des ouvertures de l'anode et du wehnelt ainsi que les distances respectives entre les trois pièces imposent un rapport de réduction [11] (17 dans notre cas). La mise au point de l'image ionique

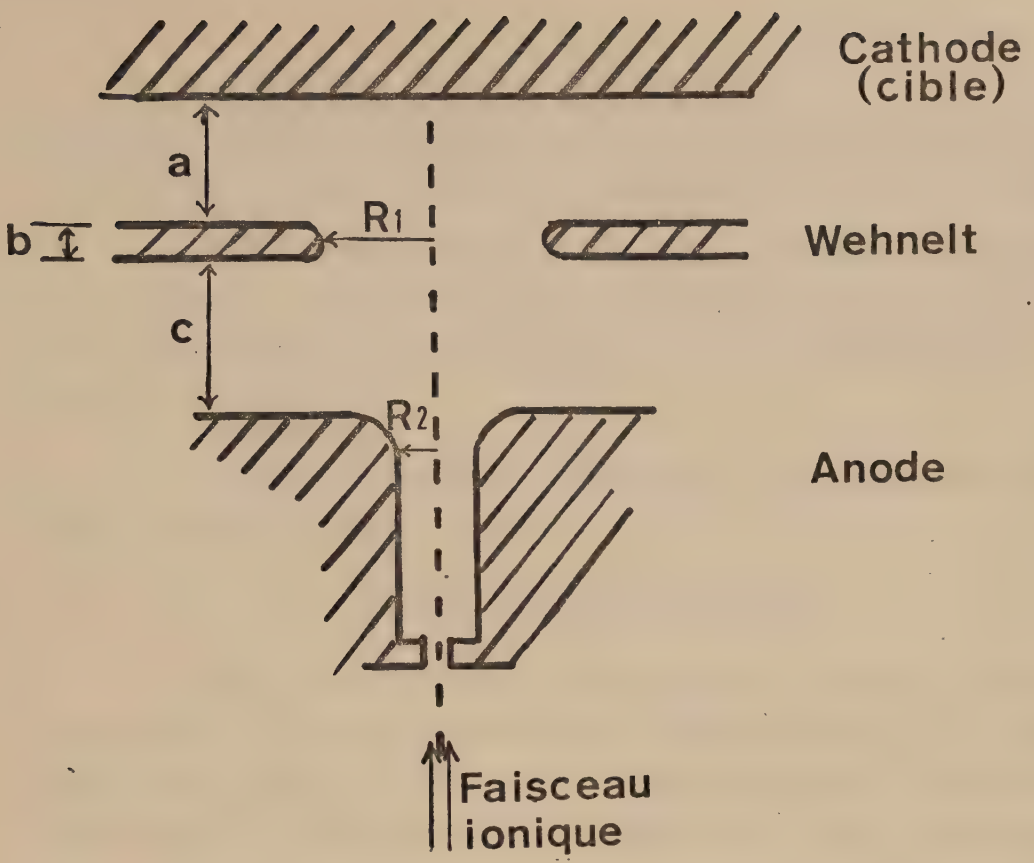



FIG 2 OPTIQUE REDUCTRICE

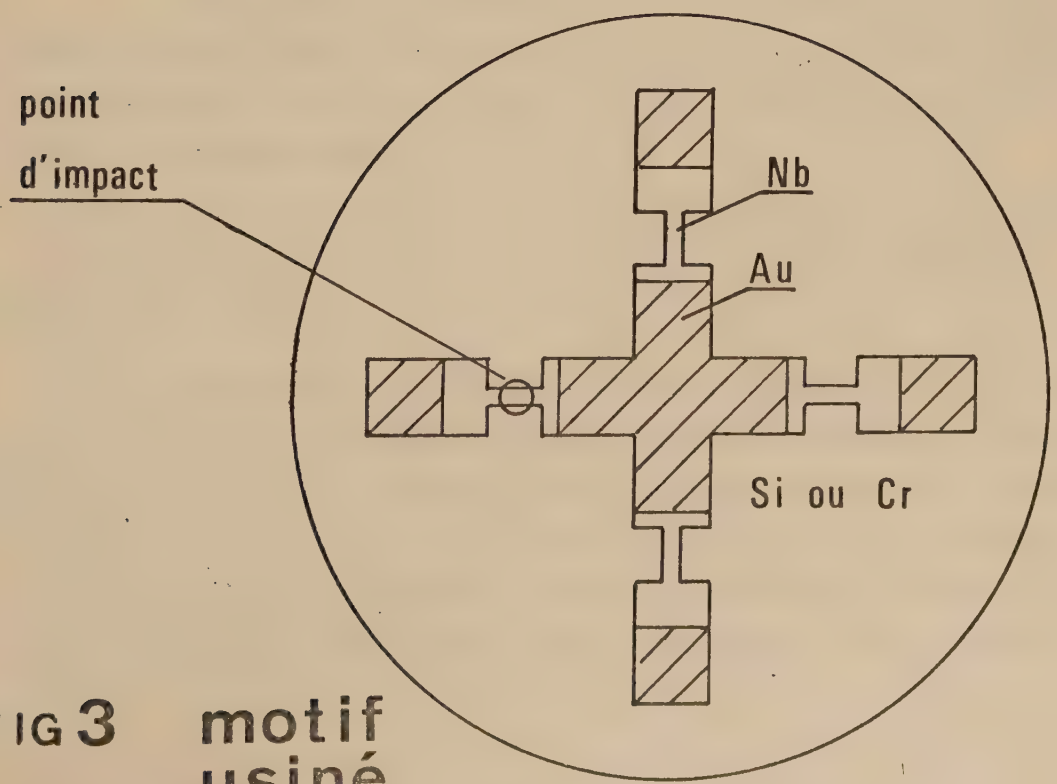



FIG 3 motif usiné

réduite ne dépend pratiquement que du rapport entre les tensions de post accélération (cathode ou cible) et d'accélération (source d'ions).

L'échantillon posé sur la cathode peut tourner autour de son axe. Le point d'impact du faisceau est excentré de 4 mm par rapport à cet axe ; nous pouvons ainsi sélectionner la zone de bombardement par simple rotation de la cible.

Le faisceau ionique a pratiquement une incidence normale sur tout le champ d'usinage.

### 2 - 2 - 3. L'optique électronique

C'est essentiellement une optique de contrôle. Les électrons secondaires émis lors du bombardement sont accélérés par le champ régnant dans la lentille réductrice, puis focalisés par deux lentilles magnétiques [6] centrables mécaniquement sur un écran fluorescent. On peut ainsi observer une image électronique agrandie (de grandissement 100 environ) de la zone de bombardement. Sa mise au point est obtenue en agissant sur la polarisation du wehnelt et sur l'excitation des lentilles magnétiques, pour une tension de post accélération donnée.

Ces lentilles magnétiques ayant une distance focale très grande pour les ions ne dévient pratiquement pas le faisceau ionique et ne changent pas de façon appréciable les conditions de mise au point de l'image ionique.

Les lentilles sont alimentées en opposition. Les rotations de l'image introduites par chaque lentille sont ainsi compensées l'une par l'autre.

L'ensemble convertisseur-lentilles magnétiques-écran nous permet de contrôler visuellement le centrage de l'appareil, l'homogénéité du faisceau ionique et la mise en place correcte de l'image des modèles sur la cible. De plus dans certains cas, en observant les variations de luminosité de certaines parties de l'image, nous pouvons suivre les différentes étapes de l'usinage : les modifica-

tions de nature de la cible entraînent des changements du taux d'émission électronique secondaire et donc de l'éclairement de l'image électronique. Ainsi en observant la disparition du contraste niobium/substrat, nous avons mesuré la durée d'un usinage complet (voir II-5). Les valeurs sont en bon accord avec les calculs théoriques du II-1.

Il faut remarquer enfin que la résolution de l'optique électronique est inférieure à celle de l'optique ionique (II-5). En particulier elle ne permet qu'un contrôle grossier de la mise au point de l'optique ionique. La seule méthode précise est le contrôle a posteriori (série focale, II-4-3).

## II - 3 DESCRIPTION DE LA CIBLE ET DU MODELE FABRICATION D'UN PONT

### 3 - 1 La cible

#### 3 - 1 - 1 Le supraconducteur

Nous avons choisi le niobium comme matériau supraconducteur. Ce métal présente plusieurs avantages (voir III-2)

a) c'est un supraconducteur de deuxième espèce. Ses champs critiques sont relativement élevés, même losqu'il est pur [16] [17] [18].

Le niobium consitutant le canal présente, même avant bombardement un grand nombre de défauts de structure (dislocations, joints de grains polycristallins, impuretés etc...) C'est un supraconducteur "dur". Ses champs critiques et densité de courant critique ont des valeurs bien supérieures à celle du métal massif et pur (voir III-2) Des microponts fabriqués avec ce matériau pourront donc supporter des courants importants et être peu sensibles aux champs magnétiques continus extérieurs.

b) sa température critique est élevée : 9,2°K pour le métal massif et pur, 8,5°K environ pour le matériau constituant nos films d'épaisseur 500 Å (voir au chapitre III-2 les éléments permettant d'expliquer cet écart).

Nous verrons plus loin (III-4) que le bombardement entraîne un affaiblissement de la température critique du pont qui se trouve amenée typiquement entre 5 et 6°K. Ce dernier est donc supraconducteur et présente un effet de type Josephson à la température d'ébullition de l'hélium liquide (4,2°K) ce qui présente un intérêt pratique considérable. (voir III-6).

c) c'est un matériau qui, en film, est peu sensible aux agents oxydants extérieurs à condition de ne pas le chauffer au dessus de 100°C environ.

d) la technologie de fabrication de couches minces en niobium d'épais-

seur quelques centaines d'Å est maintenant bien connue (voir plus loin) [7] [57]

3 - 1 - 2 Le substrat (voir fig.3)

La forme géométrique du substrat est imposée par la structure de l'appareil à usinage. Généralement il se présente sous la forme d'une pastille circulaire de 20 mm de diamètre.

Le matériau du substrat doit satisfaire une double condition :

a) à la température ambiante où se fait l'usinage, il doit présenter une résistance relativement faible afin d'assurer l'écoulement des charges ioniques apportées par le faisceau. On évite ainsi des décharges disruptives et des modifications locales du champ électrique qui pourraient nuire à la bonne définition de l'usinage.

b) à la température où le micropont est supraconducteur, le substrat doit présenter une résistance grande devant la résistance normale du pont. Il n'introduit pas ainsi de résistance parallèle nuisible à la sensibilité du micropont utilisé comme détecteur d'ondes hyperfréquence.

Ces conditions nous ont amenés à choisir le silicium, soit massif ou soit déposé sur du verre comme substrat dans la plupart des cas. Il est isolant aux très basses températures et, s'il est légèrement dopé, présente à l'ambiante une résistance suffisamment faible pour assurer l'écoulement des charges ioniques.

Des films minces (100 Å) de chrome, évaporés sur du verre, ont aussi été utilisés comme substrats. Le pont restait alors shunté par une résistance de l'ordre de quelques Ω même à 4,2°K. Certains usinages sur ce type de substrat ont donné de bons résultats et ont présenté certaines propriétés particulières (voir III-6)

3 - 1 - 3 - Le motif usiné

La fig. 3 montre la géométrie des motifs sur la cible

et le point d'impact des ions. La disposition est elle que, par une mise en place correcte, le faisceau ionique peut bombarder les canaux de niobium étroits (largeur 250 $\mu$ ou quelquefois 80 $\mu$ ) : l'axe du faisceau ionique est excentré de 4 mm par rapport à l'axe du porte-échantillon tournant. Le point d'impact du faisceau sur l'échantillon est donc aussi excentré de 4 mm par rapport au centre du substrat, ce qui correspond au milieu des canaux étroits.

Un pont est usiné sur l'un des canaux, puis, par simple rotation, on amène un deuxième canal dans la zone bombardée et ainsi de suite. On peut ainsi réaliser quatre microponts sur chaque échantillon.

Des plots d'or ont été déposés lors de la fabrication. Ils permettent d'obtenir de bons contacts électriques (des fils d'or servant aux mesures sont thermocompressés sur les plots).

### 3 - 1 - 4 Fabrication des cibles

Elle a été menée par D. ZENATTI - (C.E.N.G. Grenoble).

#### 3 - 1 - 4 - 1 L'évaporation

Le niobium utilisé, qui se présente sous forme de lingot est évaporé avec un canon à électrons ; le niobium en effet est un matériau réfractaire dont la température d'évaporation est très élevée ($\simeq$ 2000°C).

Il forme de bons films minces supraconducteurs s'il est déposé sur des substrats chauffés à température élevée (au moins 400°C) dans un vide poussé et propre exempt d'hydrocarbures et d'oxygène, le niobium étant un excellent "getter". En effet (voir [6] et III-2-1) les conditions de déposition (température et nature du substrat, vide) influent sur la structure du film et sa teneur en impuretés (l'oxygène surtout dans le cas du niobium) et donc sur ses propriétés électriques et supraconductrices

Le cycle d'évaporation se résume ainsi :

a) après avoir placé les substrats nettoyés sur un porte substrat chauffant, on effectue la descente en vide à l'aide de pompes à cryosorption pour le vide primaire et d'une pompe ionique avec sublimateur de titane pour le vide secondaire.

b) le dégazage des substrats par chauffage est déclenché lorsqu'on atteint un vide de l'ordre de $10^{-7}$ Torr et se poursuit pendant 10 à 12 H.

c) dans le même temps, les substrats étant protégés par un cache, on effectue des cycles réguliers d'évaporation qui assurent le dégazage du lingot de niobium. Le niobium ainsi évaporé, excellent getter va recouvrir les parois de l'enceinte améliorant ainsi le vide limite ($10^{-8}$ Torr).

d) l'évaporation du niobium purifié a alors lieu sur les substrats. Elle est pilotée par un oscillateur à quartz. A ce stade le vide est généralement inférieur à $10^{-7}$ Torr.

e) les substats se refroidissent lentement, lorsqu'ils atteignent 120°C environ, on évapore une mince couche d'or qui servira aux prises de contact électriques (voir 3-3). L'enceinte à vide n'est ouverte que lorsque la température des substats est inférieure à 60°C

### 3 - 1 - 4 - 2 Le motif

Les couches de niobium et d'or sont évaporées sur toute la surface du substrat.

On procède ensuite par une technique classique de photomasquage : après insolation suivant le motif de la figure 3 puis révélation on attaque successivement l'or puis le niobium. On obtient ainsi le motif désiré mais l'or recouvre tout le niobium. Primitivement un deuxième photomasquage permettait d'éliminer l'or recouvrant les canaux de niobium et ne laissait que des plots pour les contacts électriques. Nous préférons maintenant faire cette deuxième opération au dernier mo-

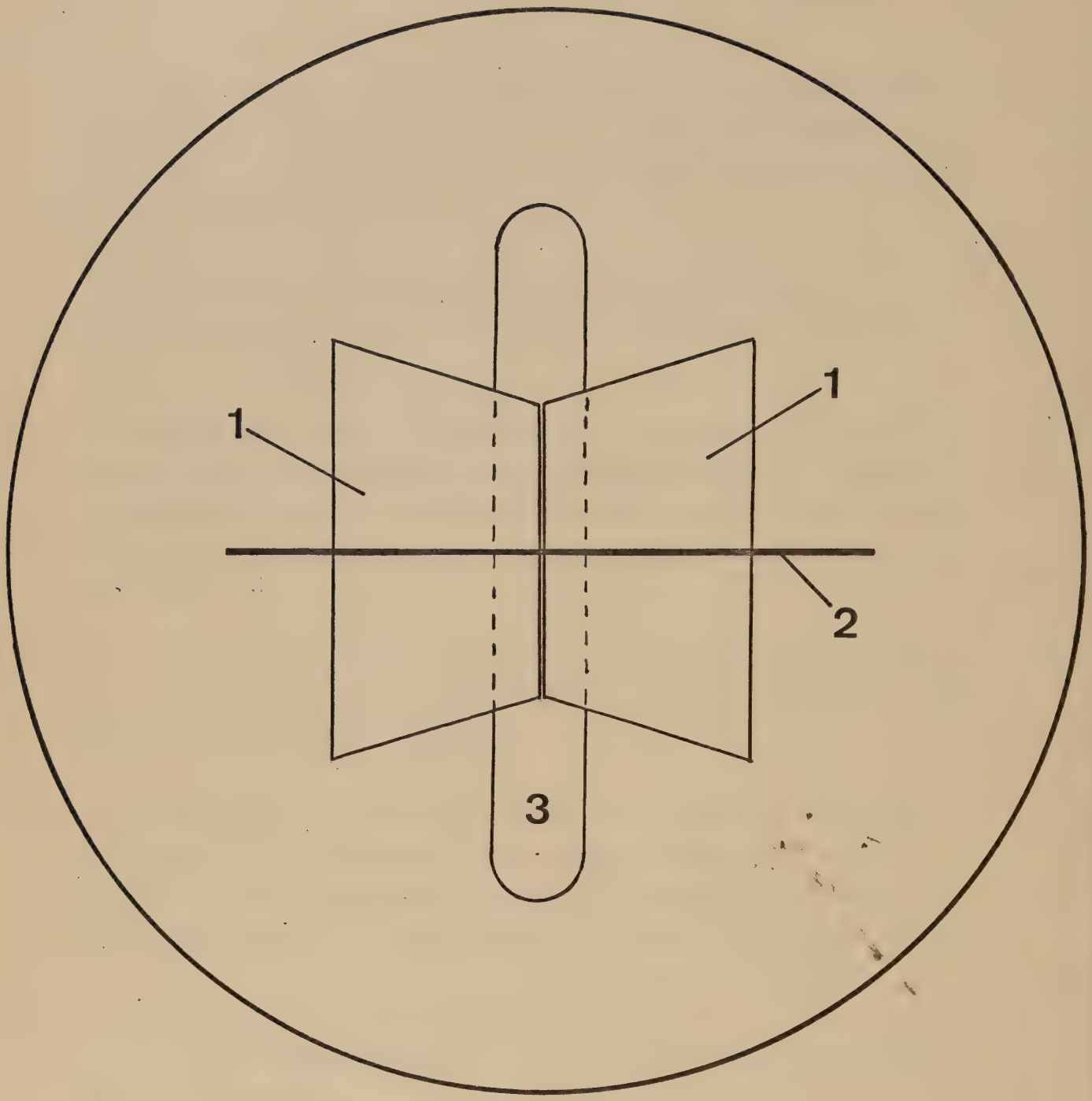



FIG4a MASQUE UTILISE POUR LA REALISATION DES PONTS

ment avant de monter l'échantillon dans l'appareil de bombardement ionique. Le niobium reste ainsi protégé le plus longtemps possible par la couche d'or(le temps d'exposition à l'air est réduit à environ 1 heure). Nous limitons ainsi l'épaisseur de la couche d'oxyde.

## 3 - 2 Le modèle et l'usinage d'un micropont

### 3 - 2 - 1 Description du modèle

La figure 4a montre la géométrie typique des modèles utilisés.

Ils sont formés de deux morceaux de lames de rasoir(1) distants de 10 $\mu$ à quelques dizaines de $\mu$ sur une longueur variant de 0,1 à 8 mm environ, et sur lesquels vient se croiser un fil de tungstène (2) de diamètre généralement 10 $\mu$. L'ensemble est collé au centre d'une pastille circulaire présentant une fente(3) de dimensions 2 mm x 10 mm.

Nous avons utilisé des lames de rasoir car, si elles sont correctement sélectionnées, elles permettent d'avoir des bords très nets présentant des irrégularités au maximum de l'ordre du $\mu$. Ces lames doivent être non traitées (contrairement aux lames disponibles dans le commerce elles ne doivent pas avoir de couches isolantes en téflon qui dévierait le faisceau ionique).

Avant de le monter sur le modèle il faut soigneusement dégazer le fil de tungstène en le chauffant sous vide.

Le rapport des densités ioniques sur la cible et sur le modèle est égal au carré du facteur de réduction (soit sensiblement 300). La pulvérisation du modèle est donc très lente et pratiquement inappréciable.

### 3 - 2 - 2 Fabrication d'un pont

L'échantillon est en place pour l'usinage d'un pont lorsque les images électroniques de la partie centrale du masque (point de croi-

sement de la fente et du fil de tungstène) et celle d'un canal de niobium sont approximativement superposées (voir fig.4b).

La fente de la pastille porte masque (fig. 4a[3]) donne une image d'environ 600 $\mu$ de long, qui se trouve donc placée en travers du canal de niobium de 250 $\mu$ ou 80 $\mu$ de large.

Le film est ainsi complètement usiné sauf dans la partie correspondant à l'image du fil de tungstène à travers la fente. Lorsque le bombardement est terminé, cette image demeure la seule jonction entre les deux parties restantes du canal. On a ainsi réalisé un micropont (voir chapitre II - 5).

La zone usinée dans le niobium présente d'abord une partie large correspondant à l'image de la fente de la pastille porte masque puis une partie étroite correspondant à la distance entre les lames et sur laquelle se trouve le pont (voir photos du chapitre II - 5).

La mise en position correcte de l'image du masque sur le canal se fait en utilisant le contraste d'émission électronique secondaire (voir II -2-3) : sur l'écran fluorescent de l'optique électronique, le niobium apparaît plus sombre que le substrat (silicium ou chrome).

Originellement, la cible était directement posée sur la cathode de la lentille réductrice. Nous avons modifié le porte échantillon pour amener la cible à 2/10 de mm en retrait par rapport à la cathode tout en conservant le contact électrique. Nous pouvons ainsi en cours d'usinage tourner l'échantillon sans le rayer et repérer rapidement le canal de niobium. (Le porte échantillon se trouve au bout d'une tige d'araldite de 20 cm environ dont l'autre extrémité est accessible de l'extérieur de l'appareil).

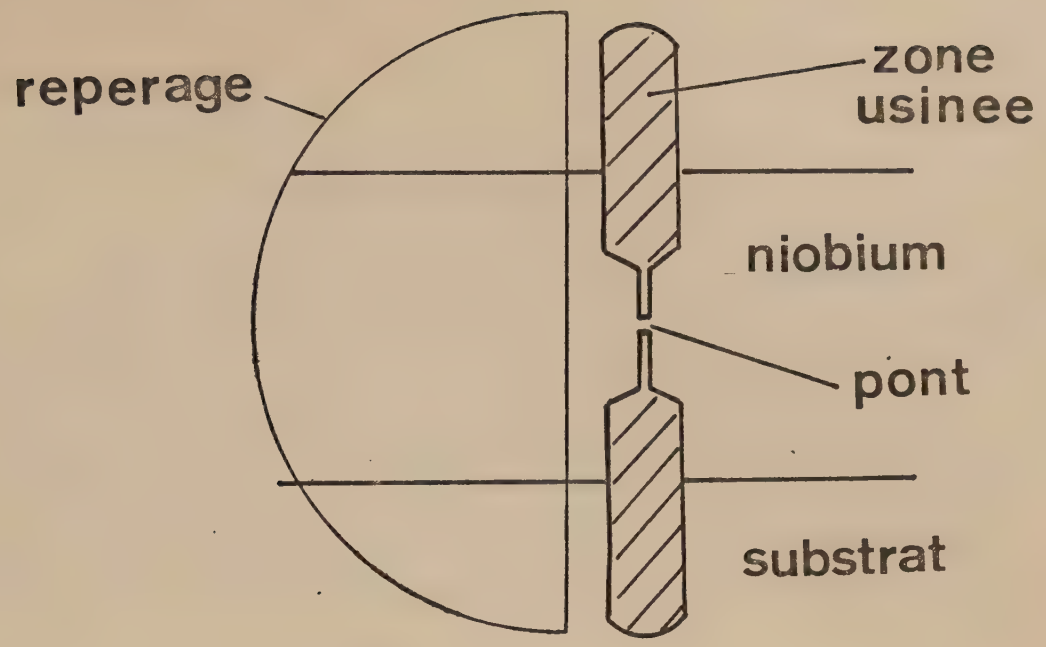



FIG 4b USINAGE D'UN PONT

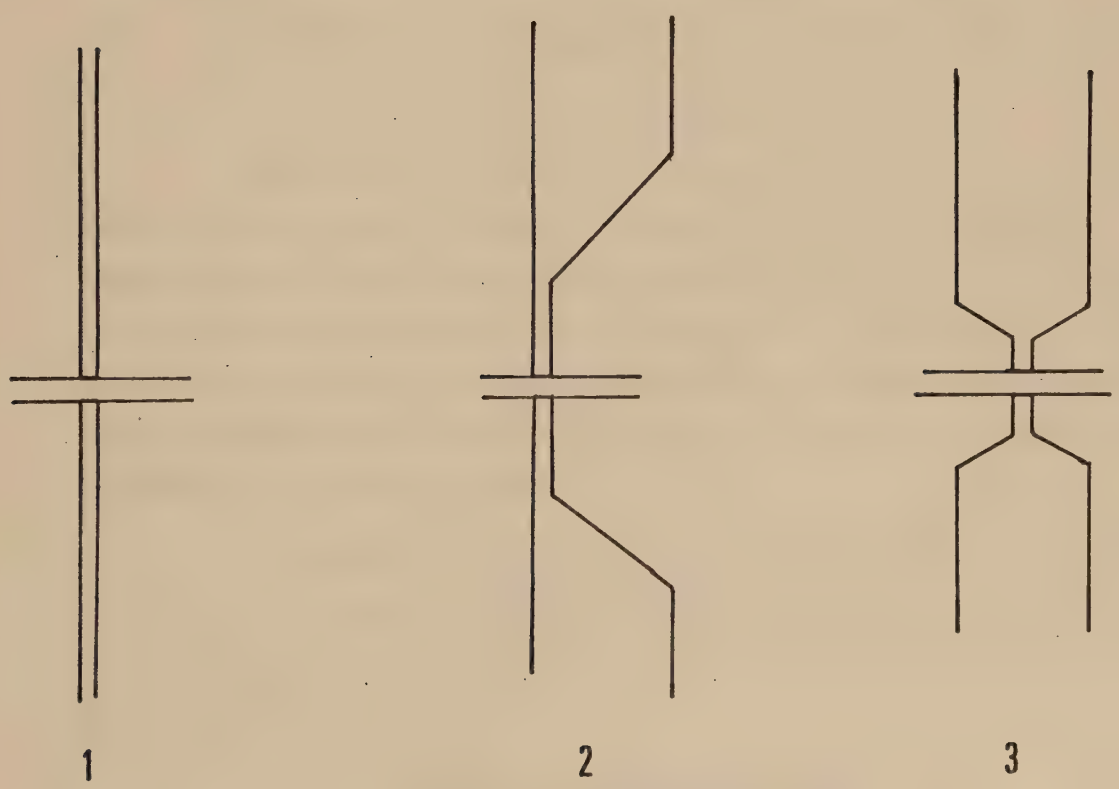



FIG 4c les differents types de masques utilises

## II - 4 REGLAGES ET ADAPTATION DE L'APPAREIL

Pour obtenir un bon usinage dont les caractéristiques puissent être approximativement prévues à l'avance, il faut pouvoir assurer un centrage correct de l'appareil, l'homogénéité de l'éclairement de l'image, une bonne définition de l'usinage et la stabilité et la connaissance des paramètres fondamentaux du bombardement en particulier le courant ionique sur la cible. Ces conditions de bon usinage exigent d'autre part certaines précautions de maintenance.

### 4 - 1 Centrage

Pour centrer mécaniquement les différents éléments de l'appareil et optimiser les caractéristiques du faisceau ionique (intensité et homogénéité) il est indispensable au départ d'éliminer le maximum de paramètres. Les divers éléments électriques sont donc excités successivement au fur et à mesure du réglage du faisceau.

Les principales étapes sont (voir figure 1 et les renvois)

#### 4 - 1 - 1 La source d'ions (1)

Nous avons placé une sonde ionique (servant de sas d'isolement en vide entre la source ionique et le reste de l'appareil) qui mesure le courant de la source après le diaphragme de sortie(5a) Cette sonde est uniquement utilisée dans le but de contrôler le réglage optimum de la source ; en particulier elle ne comporte aucun dispositif correcteur d'électrons secondaires et ne permet qu'une estimation grossière du courant ionique.

Le centrage de la source (obtenu en agissant sur l'excitation et le centrage du condenseur 3a) est satisfaisant si l'indication de la sonde est de l'ordre de 4 $\mu$ A. Ceci correspond grossièrement à un courant de 2 $\mu$ A.

#### 4 - 1 - 2 L'optique ionique

On régle d'abord l'excitation du prisme magnétique (2) pour les ions $A_r^+$ pour obtenir après filtrage par le diaphragme

de sortie (5b) un courant d'au moins 0,2 à 0,3 $\mu$A.

On coupe ensuite l'excitation des deux condenseurs (3b)(3c) de la colonne et on agit sur le centrage de l'ensemble wehnelt cathode de la lentille réductrice jusqu'à ce que l'on voit apparaître une tache lumineuse sur l'écran fluorescent, les lentilles magnétiques étant approximativement centrées et excitées normalement de façon à donner un grandissement d'environ 100 (un centrage grossier de l'optique électronique est bien suffisant au début, car il n'influe pratiquement pas sur le centrage de l'optique ionique).

On excite alors progressivement le condenseur auto-centré (3c) en réglant la position de l'ensemble wehnelt-cathode de façon à voir tout le temps une image quelle que soit l'excitation du condenseur. Lorsque cette condition est remplie la lentille réductrice est pratiquement centrée.

On excite alors progressivement le deuxième condenseur (3b) en retouchant sa position à chaque fois jusqu'à ce que l'on obtienne une image satisfaisante : champ de 500 à 600 $\mu$ éclairé de façon homogène.

## 4 -2 Homogénéité de l'image

L'homogénéité du faisceau s'obtient par un bon centrage de l'appareil. Elle est importante pour connaître les propriétés d'un pont (particulièrement pour le calcul de la densité ionique). Et de plus, il faut pouvoir éviter qu'une zone de niobium moins bombardée ne shunte le pont.

Cependant la seule méthode permettant de contrôler l'homogénéité de l'usinage est de vérifier visuellement l'uniformité de l'éclairement de l'image électronique de contrôle. Cette méthode est relativement imprécise : l'éclairement de l'image électronique présente , même si le faisceau est homogène, des inhomogénéités dues au contact niobium-substrat, et d'autre part l'oeil est assez peu sensible aux différences d'éclairement.

Il arrive donc parfois que des usinages ne soient pas homogènes.

## 4 - 3 Définition de l'usinage

Chaque ion du faisceau pulvérise la même quantité de matériau de la cible indépendamment de tous les autres. La finesse de l'usinage est donc indépendante de la densité ionique sur l'échantillon.

Elle dépend par contre fortement de la qualité de la mise au point optique de l'image réduite. Le facteur déterminant est [11] le rapport des tensions d'accélération (source d'ions) et tension de post-accélération (cible).

La précision de l'optique électronique de contrôle est insuffisante pour contrôler en cours de bombardement la finesse de l'usinage La seule méthode consiste à faire des "séries focales" : la tension d'accélération étant fixée, on effectue une série d'usinages avec des tensions de post accélération légèrement différentes. On sélectionne ensuite le meilleur au microscope.

Comme nous le verrons au chapitre 5, la définition de l'usinage est difficilement appréciable au microscope optique. Il convient de faire des observations au microscope électronique à balayage.

## 4 - 4 Stabilité des conditions d'usinage

Pour bien contrôler un usinage, il est nécessaire d'avoir une bonne stabilité des paramètres fondamentaux du centrage de l'appareil (courant ionique, excitation des différents condenseurs, courant d'arc électronique de la source d'ions, centrages mécaniques etc....)

L'utilisation d'alimentations électriques à haute stabilité ($10^{-4}$) élimine les dérives dues aux variations d'excitation des condenseurs ou de tension d'accélération ou de post accélération des ions.

D'autre part, les centrages mécaniques évoluent peu au cours du temps.

Les instabilités en cours d'usinage sont principalement dues à celles de la source d'ions. En effet dans la chambre d'ionisation en raison de la haute température du plasma, des dépôts isolants se forment sur l'électrode d'extraction. Ces dépôts en se chargeant font dériver lentement le faisceau. De plus le filament (généralement en fil de tungstène de 8/10 de mm) très fortement chauffé s'évapore progressivement et ses caractéristiques se modifient.

On voit donc que pour maintenir les conditions d'un bon usinage (pendant une durée typique de 30 mn environ) il convient de retoucher soigneusement le cas échéant, les réglages de l'appareil en cours de marche.

## 4 - 5 Densité ionique sur la cible

La densité ionique que reçoit l'échantillon en cours de bombardement est un paramètre important pour caractériser l'usinage et essayer d'obtenir des résultats reproductibles.

Deux difficultés se présentent :

a) en cours d'usinage, la cible est à - 80 kV ce qui rend délicate toute mesure.

b) il faut tenir compte le mieux possible des électrons secondaires. Or le coefficient $\gamma$ d'émission électronique secondaire dépend fortement de l'état de la surface bombardée. Il est donc préférable d'éliminer au maximum l'émission électronique secondaire plutôt que d'essayer de la calculer pour corriger ensuite les mesures.

Nous utilisons une sonde de type cylindre de Faraday d'ouverture 8 mm et de profondeur environ 100 mm. Les mesures sont faites, la haute tension de post accélération étant coupée. Cela ne change pas la valeur du courant ionique mais simplement la dimension du faisceau sur la cible (en négligeant la dispersion et en supposant une propagation rectiligne des ions dans la lentille, on trouve que le faisceau a alors un diamètre de 2 mm environ sur la cible)

En supposant une répartition angulaire en $\cos(\alpha)$ des électrons secondaires, l'écart relatif entre le courant mesuré et le courant réel est $\frac{\gamma}{\pi} \sin(\alpha_{max})$ où $2\alpha_{max}$ est l'angle sous lequel est vue l'ouverture de la sonde à partir du fond du cylindre (ce calcul suppose un fond plat ; en réalité il est conique et on surestime ici la correction d'électrons secondaires)

Ici $\frac{\gamma}{\pi} \sin \alpha_{max} \simeq \frac{\delta}{25}$

étant typiquement de l'ordre de 1 l'écart théorique est de 4 %

Il est inférieur aux fluctuations observées (environ 10 %) pendant la mesure et qui sont dues aux légères instabilités de la source d'ions.

Compte tenu de tous ces facteurs, il semble raisonnable d'estimer que la mesure du courant ionique se fait à environ 15 à 20 % .

La valeur est typiquement de 30 $\mu A/cm^2$ dans nos expériences elle correspond à environ $2 \times 10^{14}$ ion $A_r^+ / cm^2 \times s$ .

## 4 - 6 Problèmes de maintenance

L'usineur ionique est d'un maniement assez délicat. Il exige un effort constant de maintenance et demande certaines précautions. Les problèmes rencontrés sont de plusieurs ordres.

### 4 - 6 - 1 La source d'ions

C'est la partie de l'appareil qui se pollue le plus. La température à l'intérieur en cours de fonctionnement atteint environ 2000°C. Le filament très fortement chauffé s'évapore lentement et subit un bombardement d'ions positifs qui le pulvérisent progressivement. De minces dépôts de tungstène se forment donc sur les parois de la chambre d'ionisation. Ceci nous oblige à nettoyer complètement la source d'ions et à changer le filament périodiquement, après un temps de fonctionnement de 30 à 40 H. Pour éviter une usure trop rapide, il convient d'éliminer au maximum toute impureté gazeuse en particulier l'oxygène

dans la source. Il faut travailler sous un vide poussé ($10^{-6}$ Torr) utiliser de l'argon de grande pureté et "purger" soigneusement à l'argon la source après chaque remise à l'air.

### 4 - 6 - 2 Dépôts isolants

L'appareil est maintenu sous vide secondaire par deux pompes à diffusion d'huile. Deux réservoirs à azote liquide piègent la plus grande partie des vapeurs d'huile que libèrent ces pompes. On ne peut cependant éviter qu'après quelques mois de fonctionnement une mince couche d'huile ne se forme sur les parois de l'appareil. Un tel dépôt isolant se charge au passage du faisceau ionique et le défléchit. Cette pollution a lieu dans la source d'ions (où elle est aggravée par la haute température du plasma) et dans la colonne portant les optiques... Il faut donc périodiquement démonter et nettoyer soigneusement l'ensemble de l'appareil.

Toute fuite accidentelle en cours de fonctionnement accèlère cette pollution.

D'une façon générale, il faut éviter d'introduire dans l'appareil des dépôts isolants d'origine quelconque (graisse à vide, traces de manipulation, etc...)

### 4 - 6 - 3 Hautes tensions

Lors d'un essai de modification des caractéristiques de l'optique ionique, nous avons démonté fréquemment les éléments de l'optique réductrice. A la suite de cela des poussières introduites au voisinage des pièces ont abaissé de façon très sensible la tenue en tension.

Ceci montre que les plus grandes précautions doivent être prises lors de la manipulation des pièces subissant un champ électrique intense. En particulier, sorties de l'appareil, il faut les placer dans une enceinte hermétique et dépoussiérée.

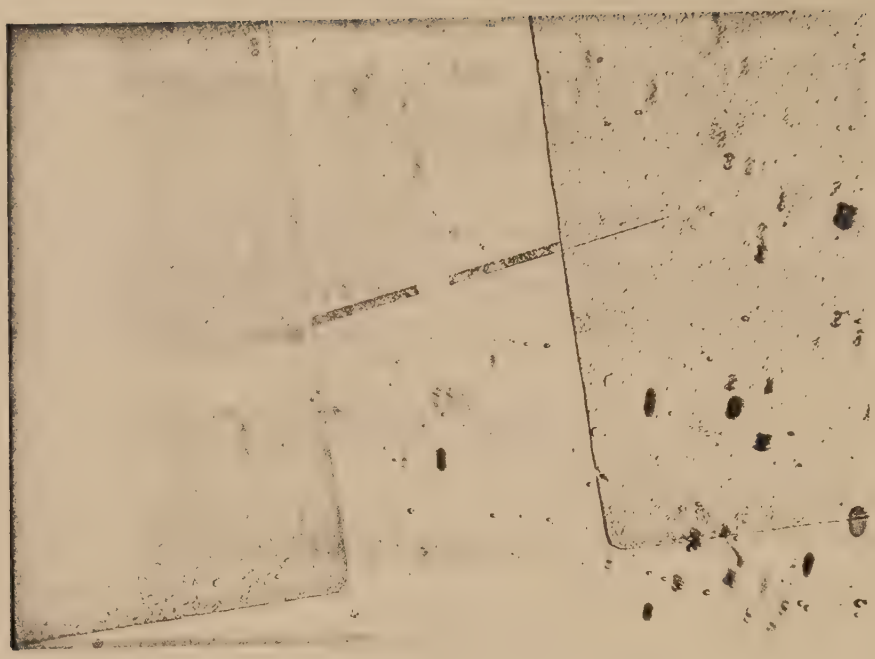


Figure 5 a Grossissement I30 X

Figure 5 b Grossissement 2000 X

Figure 5 c Grossissement 20 000 X

## II - 5 RESULTATS D'USINAGE

### 5 - 1 Contrôle du taux de pulvérisation

On peut estimer le taux de pulvérisation cathodique S en observant le contraste niobium-substrat en cours de bombardement. Il disparaît lorsque l'usinage du canal de niobium est terminé. On peut ainsi estimer le temps d'usinage et donc S.

Expérimentalement pour une densité ionique typique d'environ 30 µA/cm , on constate la disparition du contraste pour un temps t de 30 à 35 mn, ce qui correspond approximativement à S ≃ 0,8 at/ion.

Cette mesure est très imprécise : aux incertitudes sur la densité ionique (15 à 20%) s'ajoutent les erreurs sur t qui sont de l'ordre de 10%.

### 5 - 2 Aspect des zones bombardées et du pont

Les figures 5a, b et c montrent, sous différents grossissements, un micropont typique (longueur et largeur 0,6 µ, temps d'usinage 35 mn, température critique ≃ 6°K, masque utilisé : n° 2 de la figure 4c).

Sur la figure 5a (grossissement environ 130) on peut voir le canal de niobium de largeur 250 µ coupé par l'usinage. On aperçoit aussi une partie du plot de niobium en bout de canal (voir figure 3).

La figure 5b (grossissement 2000) permet de distinguer le micropont. On peut aussi constater que les zones bombardées présentent de nombreux cratères. Une explication possible serait la formation en cours de bombardement d'ampoules ("blisters") de gaz lors du bombardement. Dans le cas du niobium ce phénomène a cependant été signalé pour des énergies de faisceau supérieures à 90 keV (ions hélium d'énergie 0,5 à 1 MeV).

Les photos 5a et 5b ont été prises sous incidence normale à l'aide d'un microscope optique métallographique.

La photo 5c (grossissement 20.000) obtenue avec un microscope électronique à balayage montre nettement le micropont. La photographie a été

prise sous une incidence de quelques dizaines de degrés. On peut alors estimer la résolution à environ 0,1 à 0,2 µ.

## III - 1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre introductif, nous présentons un bref tableau général des différents types de microponts actuellement réalisés, de leurs propriétés et des modèles servant à leur analyse. Ces éléments seront utilisés dans les chapitres suivants pour discuter en détail les résultats que nous avons obtenus par la méthode de bombardement ionique.

### 1 - 1 L'effet Josephson

#### 1 - 1 - 1. Définition

Dans une série d'articles théoriques [1] Josephson a étudié le couplage de deux blocs supraconducteurs massifs à travers une barrière isolante suffisamment mince et le passage par effet tunnel qui en résulte de paires de Cooper d'un supraconducteur à l'autre. Ce phénomène particulier d'effet tunnel est appelé "effet Josephson" et le dispositif formé de deux supraconducteurs massifs séparés par une couche mince (quelques dizaines d'$\mathring{A}$ ) isolante s'appelle"jonction Josephson".

Les équations fondamentales du mécanisme sont :

$$J = J_c \sin \varphi \quad \cdots$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar}$$

$\varphi$ est la différence de phase du paramètre d'ordre supraconducteur entre les deux blocs

J est la densité de courant Josephson (courant de paires de Cooper)

$J_c$ est la densité de courant critique

## 1 - 1 - 2. Propriétés expérimentales

L'examen des équations précédentes montre que l'on peut distinguer deux cas :

### 1 - 1 - 2 - 1 Effet Josephson continu

Si V = 0, $\omega$ et J sont constants. On a alors passage de courant de paires de Cooper sans chute de tension à travers la jonction. La jonction Josephson se comporte comme un supraconducteur massif. Si l'on impose un courant $J_o < J_c$ la différence de phase $\omega$ s'ajustera à $\omega_o$ de telle sorte que :

$$J_o = J_c \sin \varphi_o$$

Si les deux supraconducteurs de la jonction sont identiques on peut montrer (voir par exemple [56] que, près de leur température critique $T_c$ le courant critique $J_c$ varie linéairement avec la température.

Sous l'influence d'un champ magnétique $B_\perp$ perpendiculaire à sa direction, la densité de courant critique $J_c$ s'annule périodiquement et présente une variation du type [66] :

$$J_c ( B_\perp ) = J_c(0) \quad \frac{\sin (\frac{\pi \phi}{\phi_o})}{\frac{\pi \phi}{\phi_o}}$$

où $\phi_o$ est le quantum de flux ($2{,}07 \times 10^{-15}$ Wb)

$\phi$ est le flux total inclus dans la jonction (flux du champ appliqué dans la couche isolante et dans les zones de pénétration de part et d'autre de cette couche dans les deux supraconducteurs).

Pour $\phi = n \phi_o$ (n entier) on a $J_c (B_\perp) = 0$. Si l'on néglige la pénétration du champ dans les supraconducteurs et sa variation dans la barrière isolante, l'annulation de $J_c$ se produira en première approximation pour $\phi = \frac{n \phi_o}{S}$ où S est la section de la couche isolante

perpendiculairement au champ.

### 1 - 1 - 2 - 2 Effet Josephson alternatif

Si l'on applique une tension continue $V_o$ aux bornes d'un élément vérifiant les équations de Josephson on aura :

$$J = J_c \sin \left( \frac{2e}{\hbar} V_o t + \alpha \right)$$

On obtient donc un courant alternatif dont la fréquence est proportionnelle à la tension $V_o$ ( la constante $\frac{2e}{\hbar}$ vaut 483,6 MHz par $\mu$V).

Dans le cas d'une polarisation par une tension continue la moyenne temporelle du courant Josephson est donc nulle.

En fait les cas pratiques étudiés font intervenir une polarisation en courant de la jonction. L'interprétation des propriétés expérimentales observées (en particulier la caractéristique courant tension) se fait alors en utilisant le modèle équivalent où une jonction peut se représenter par un élément obéissant aux équations de Josephson (voir plus haut) shunté par une résistance $R_T$ égale à la résistance de passage par effet tunnel des quasiparticules et une capacité C.

A l'aide du schéma équivalent simplifié ne tenant compte que du shunt résistif SULLIVAN et al [63] ont montré que le courant Josephson présente alors toutes les harmoniques de fréquence

$$m \frac{2eV_o}{h}$$

et en particulier une composante continue à m = 0 (et une composante de fréquence $\frac{2eV_o}{h}$ (Resistive Feedback)

STEWART et Mc CUMBER [36] ont calculé avec le schéma équivalent complet la caractéristique courant tension d'une jonction. Leurs résultats sont en bon accord avec l'expérience. Ils montrent que pour une tension non nulle, le courant continu traversant une jonction est la somme d'un courant "ohmique" de quasiparticules $I_q$ croissant linéairement avec la tension ( $I_q = \frac{V_o}{R_T}$ ) et de la composante continue du courant Josephson. Aux fortes tensions celle-ci disparaît et la carac-

téristique se confond avec la droite $I = \frac{V}{R_T}$

En résumé la jonction Josephson peut donc être considérée comme un oscillateur dont la fréquence propre est proportionnelle à la tension continue à ses bornes.

Si une tension alternative $V_1 \cos \omega t$ (due généralement à une irradiation hyperfréquence) est superposée à une tension continue $V_o$ aux bornes de la jonction on aura

$$V(t) = V_o + V_1 \cos \omega t$$

$$J(t) = J_c \sin\left[\frac{2e}{\hbar} \int_o^t V(t')\, dt'\right]$$

$$= J_c \sin\left(\frac{2e}{\hbar} V_o\, t + \frac{2eV_1}{\hbar\omega} \sin \omega t + \varphi_o\right)$$

$$= J_c \sum_{-\infty}^{+\infty} J_m\left(\frac{2eV_1}{\hbar\omega}\right) \sin\left[\left(m\omega + \frac{2eV_o}{\hbar}\right)t + \varphi_o\right]$$

$J_m$ est la fonction de BESSEL d'ordre m

Lorsque $V_o = m \frac{\hbar\omega}{2e}$, le courant Josephson présentera donc une composante continue. On obtiendra des pics de courant Josephson.

En fait l'analyse précédente, qui suppose une attaque en tension, permet d'obtenir des résultats analytiques mais ne correspond pas au cas réel car l'impédance des jonctions est trop faible pour que l'on puisse considérer que les hyperfréquences font une polarisation en tension. Il est plus proche de la réalité d'estimer que les polarisations continue et alternative se font par des sources de courant. On obtient alors dans la caractéristique des paliers (marche ou "steps") à tension constante vérifiant $v_o = m \frac{\hbar\omega}{2e}$. L'amplitude de ces marches varie avec la puissance hyperfréquence (ou avec $V_1$). La dépendance observée et calculée [20] s'écarte d'autant plus de

la fonction de BESSEL que la fréquence normalisée $\Omega = \frac{\hbar\omega}{R\,2eI_c}$ ($I_c$ courant critique) est petite devant 1.. Ces résultats valables pour une jonction tunnel Josephson s'appliquent aussi aux autres dispositifs à supraconductivité faible vérifiant les équations de Josephson (voir plus loin).

Si l'on irradie la jonction par deux rayonnements de pulsations $\omega_1$ et $\omega_2$ on obtient le mélange de ces deux fréquences ou de leurs harmoniques.

Une jonction Josephson peut donc, en résumé, être utilisée comme détecteur ou comme mélangeur, avec un bruit intrinsèque qui semble plus faible que dans les dispositifs analogues n'utilisant pas l'effet Josephson (voir par exemple [67].

Toutes les propriétés présentées ci-dessus sont caractéristiques de l'effet Josephson.

## 1 - 2 Les différents types de microponts

### 1 - 2-1 - Introduction

Les jonctions Josephson ne constituent qu'un cas particulier de la classe des dispositifs supraconducteurs à couplage faible (voir par exemple [52], dans lesquels la liaison électrique entre deux zones fortement supraconductrices est assurée par une région de propriétés conductrices et supraconductrices plus faibles. La jonction Josephson représente le cas limite d'une zone isolante. Les dispositifs correspondant à une zone faiblement supraconductrice sont appelés microponts. Les contacts à pointe supraconducteurs représentent le cas intermédiaire.

De façon générale, un micropont est une zone de faibles dimensions reliant deux moitiés d'un film mince (canal d'épaisseur typique quelques centaines d'Å) et dans lequel la supraconductivité a été affaiblie par rapport à ce film.

Historiquement, les premiers dispositifs de ce genre étaient des constructions de très faibles dimensions (quelques dixièmes de micron) reliant deux parties plus larges de film.

Actuellement des structures variées de micropont sont réalisées longueur et largeur comprises entre 0,1 $\mu$ et quelques dizaines de $\mu$, épaisseur variant de 50 Å à environ 1000 Å ( elle peut être différente de celle des moitiés de film adjacent : ponts à "épaisseur variable" ou V T B).

Suivant le type de micropont les propriétés présentent des écarts plus ou moins importants avec celles des jonctions Josephson. On dit alors que l'on est en présence de l'effet de <u>type</u> Josephson

Les principales différences expérimentales sont :

a) la dépendance de courant critique avec la température près de la température critique $T_c$ n'est pas souvent une loi linéaire. Dans de nombreux ponts (ponts longs) elle suit une loi prévue par GINZBURG-LANDAU (voir III-5).

$$I_c(T) = I_c(o)\ (1 - \frac{T^2}{T_c^2})^{3/2}\ (1 + \frac{m^2}{T_c^2})^{1/2}$$

qui près de $T_c$ donne $I_c(T)\ \alpha (1 - \frac{T}{T_c})^{3/2}$

D'autres lois de variation non linéaire peuvent exister (voir III-5).

b) la dépendance de $I_c$ avec un champ magnétique $B_\perp$ perpendiculaire au plan du film est modifiée. Souvent $I_c$ ne s'annule pas et la période de la modulation de $I_c = f(B_\perp)$ n'est plus donnée par $\frac{\phi_o}{S}$ où S est la surface du pont car des effets démagnétisants interviennent ([32] [52]).

c) le courant critique $I_c$ et l'amplitude des "steps" n'oscillent souvent plus avec la puissance hyperfréquence. D'autre part, il y a parfois augmentation de $I_c$ aux faibles puissances (effet

DAYEM - WYATT).

d) si R est la résistance du micropont à l'état normal la caractéristique courant-tension, aux fortes tensions est parallèle à la droite $I = \frac{V}{R}$ mais ne se confond pas toujours avec elle : il y a un excès de courant ("excess-current") dont la valeur dans le modèle théorique du glissement de phase ("phase-slip" [40])est $\frac{I_c}{2}$ .

On voit donc qu'il y a de nombreuses différences entre les propriétés des microponts et des jonctions Josephson. Ces deux types de dispositifs ont cependant une caractéristique commune fondamentale : l'existence d'une cohérence de phase intrinsèque entre deux zones fortement supraconductrices à travers une zone plus faiblement supraconductrice. Cette propriété permet d'envisager l'emploi de microponts dans toutes les applications de l'effet Josephson (détection, mélange), avec l'avantage d'être plus stables mécaniquement que d'autres dispositifs Josephson (contacts à pointe en particulier).

Suivant l'origine et la nature de l'affaiblissement de la supraconductivité on peut distinguer différents types de microponts.

## 1 - 2 - 2 - Ponts de type DAYEM [19]

### 1 - 2 - 2 - 1 Définition

Le pont est alors une construction de très petites dimensions (longueur et largeur très inférieures à celles du canal, mais épaisseur identique). Par l'effet dimensionnel qui, en particulier limite le libre parcours moyen électronique, la densité de courant critique est diminuée dans le micropont. La supraconductivité est ainsi affaiblie.

Historiquement ce type de micropont a été le premier réalisé (1964).

Le plus souvent le matériau utilisé est un supraconducteur "mou" de première espèce et de technologie relativement simple :

étain, indium etc... C'est le cas des premèrs travaux menés par DAYEM et WIEGAND [19] en 1964 et des études plus récentes menées à partir de 1971 par GREGERS - HANSEN et al [21] KOFOD et SARMARK [22], SCOKPOL et al [23] [24], JAHN et KAO [25], GUTHMANN et al [26] etc....

Des ponts de ce type ont été aussi réalisés récemment (1972) avec des supraconducteurs de deuxième espèce : niobium (LAIBOWITZ [27] HOLDEMANN et PETERS [28], alliage molybdène - rhénium (JANOCKO et al [29].

1 - 2 - 2 - 2 Fabrication

Différentes méthodes de fabrication ont été utilisées. On peut citer :

a) évaporation

- évaporation directe sur le support à travers un masque reproduisant la forme du pont (DAYEM et WIEGAND [19]).

- sur une plaque de verre on pose deux hémisphères positionnées par un micromanipulateur et distantes de quelques µ. On évapore alors une couche mince supraconductrice et l'on retire les hémisphères (KOFOD et SARMARK [22]).

b) méthodes "mécaniques"

- sur une plaquette de verre on fait une rayure de profondeur quelques dizièmes de µ, avec une lame de rasoir. On évapore ensuite une couche mince supraconductrice sur toute la plaquette. On fait alors une autre rayure, perpendiculaire à la première, qui enlève tout le métal sauf à l'intersection des deux rayures ce qui constitue le pont. (GREGERS - HANSEN et al [21] repris par JAHN et KAO [25] et GUTHMANN et al [26]).

- gravure mécanique à l'aide d'un micromanipulateur directement sur une couche mince évaporée (SKOCPOL et al [23] [24]).

Y. du SONG [64]

c) méthode à base de photomasquage

- à l'aide d'un microscope électronique à balayage, "l'image" du pont est focalisée sur un substrat portant une couche de résine sensible aux électrons. Le motif du pont est alors développé : la résine est dissoute sur son futur emplacement. On évapore alors une couche mince sur tout l'échantillon et l'on dissout la résine restante qui entraîne le métal évaporé sur elle. (LAIBOWITZ [27]).

- la couche mince est d'abord évaporée sur un substrat; on dépose ensuite la résine sensible aux électrons que l'on insole suivant le motif du pont, à l'aide d'un microscope électronique à balayage et de façon qu'au développement l'emplacement du pont reste recouvert. On enlève alors le métal non protégé et l'on dissout la résine restante (HOLDEMANN et PETERS [28]).

1 - 2 - 2 - 3 Principales propriétés

Le plus souvent leur température critique n'est inférieure à celle du canal (couche mince adjacente) que de quelques centièmes de °K, écart dû soit à du bruit provenant de circuits extérieurs [21] ou à des fluctuations de paramètre d'ordre [27] [30] .

LAIBOWITZ [27] cependant signale des températures critiques de 6,7°K pour un canal adjacent transitant à 9,2°K. HOLDEMANN et PETERS [28] ont systématiquement trouvé des températures de transition de pont sensiblement inférieures à celles du canal (respectivement environ 6,8°K et 7,5°K). Ces deux travaux concernent des ponts en niobium.

Lorsque l'affaiblissement de supraconductivité se traduit uniquement par la diminution de la densité de courant critique (cas bien adapté à ce type de pont) les théories ([21],[30],[31], voir aussi Annexe II) prédisent pour un micropont des propriétés très voisines de celles d'une jonction Josephson si ses dimensions sont inférieures à la longueur de cohérence de GINZBURG - LANDAU $\xi(T)$. On a alors :

a) une dépendance du courant critique avec la température formellement identique au cas d'une jonction (donc linéaire près de $T_c$)

b) des "marches" dans la caractéristique courant-tension dont l'amplitude oscille avec la puissance hyperfréquence.

c) relation $J = f(\varphi)$ sinusoïdale.

Ceci a été confirmé expérimentalement de façon satisfaisante : GREGERS - HANSEN et al [21] (voir aussi [64] [38] et [50]) ont observé les propriétés ci-dessus dans une gamme de température ou $\xi(T)$ était supérieure aux dimensions des ponts.

Il faut cependant signaler que des ponts de longueur L et largeur W supérieures à $\xi(T)$ en matériau de première [19] et deuxième [27] [29] espèce ont présenté des marches dans la caractéristique courant tension sous l'effet d'une irradiation hyperfréquence.

Remarque : Les résultats de ce chapitre s'appliquent à des systèmes où le pont et le canal ont même épaisseur (voir 1 - 2 - 4 - 2)

### 1 - 2 - 3 Les ponts de NOTARYS - MERCEREAU à effet de proximité (1971)

#### 1 - 2 - 3 - 1 Principe et définition

Lorsqu'une fine couche de métal normal est déposée sur un film mince supraconducteur en assurant un bon contact électrique (notamment en évitant les couches d'oxyde) la température de transition de l'ensemble ("sandwich" supraconducteur-normal) est inférieure à celle du supraconducteur seul. La température de transition dépend des épaisseurs relatives des films normal et supraconducteur ; elle diminue lorsque, à épaisseur constante du film normal, on diminue celle du film supraconducteur et vice-versa. Ce phénomène est appelé effet de proximité. Un résultat analogue est obtenu avec deux supraconducteurs de températures critiques différentes.

Il a été utilisé par NOTARYS et MERCEREAU en 1971 : si sur deux couches superposées de métal normal et supraconducteur on réalise en un endroit un amincissement du supraconducteur soit un épaississement du métal normal on affaiblit alors localement la température critique. On réalise alors un pont de NOTARYS - MERCEREAU [32]. On peut aussi déposer une couche de métal normal à l'endroit du micropont [54] [69].

Un deuxième effet de proximité se superpose alors au premier pour les ponts courts ( L $\lesssim$ 1 µ). Si $T'_c$ et $T_{c_o}$ sont respectivement les températures critiques du pont et du canal adjacent et si le pont n'est pas trop long ( L $\lesssim$ 1 µ), $T'_c$ sera relevée à une valeur $T_c > T'_c$ par effet de proximité avec les deux bords du canal adjacent au pont ; des paires de Cooper passent alors par effet tunnel à travers le pont même si celui-ci est normal, on a alors une jonction supraconducteur métal normal - supraconducteur (S N S). Des valeurs typiques sont $T_{c_o} \simeq 7°K$ , $T'_c \simeq 2°K$ et $T_c \simeq 4°K$ [32]

## 1 - 2 - 3 - 2 Fabrication

Le plus souvent les ponts sont réalisés avec les métaux étain-or et niobium-tantale (le tantale est un supraconducteur de température critique faible ; par rapport au niobium il joue le rôle d'un métal normal).

Généralement l'affaiblissement de $T_c$ est obtenu en amincissant le film par anodisation.

Les dimensions typiques sont [32] :

Sn - Au
- longueur 0,3 µ - 150 µ
- largeur 1 - 1000 µ
- épaisseur (Sn) 300 - 3000 Å
- " (Au) 75 - 750 Å

Nb - Ta
- longueur 0,3 µ - 5 µ
- largeur 0,5 µ - 300 µ
- épaisseur (Nb) 100 Å (film) 50 Å (pont)
- " (Ta) 200 Å

## 1 - 2 - 3 - 3 Propriétés

Expérimentalement, NOTARYS et MERCEREAU ont constaté que le comportement de leurs ponts s'interprétait suivant leur longueur par deux modèles opposés:

a) pour des ponts longs (longueur supérieure à 2 $\mu$) les résultats correspondent à un modèle à couplage fort. Dans ce cas, contrairement à la jonction Josephson, le courant supraconducteur est donné par le gradient de la phase du paramètre d'ordre $J = \text{grad}(\varphi)$ (comme dans un supraconducteur massif).

Mais par un phénomène de"glissement de phase" ([40], annexe II) le courant supraconducteur peut osciller avec une fréquence fondamentale égale à la fréquence Josephson $\frac{2e < v>}{h}$ où $< v>$ est la tension continue aux bornes du pont. Ce mécanisme est responsable de l'effet de type Josephson observé.

b) pour des ponts plus courts et près de la température critique, le comportement s'interprète plutôt en faisant intervenir l'effet tunnel à travers une jonction supraconducteur-métal normal supraconducteur (S N S) (voir plus haut). Ce cas a été étudié théoriquement par BARDEEN et JOHNSON [33] dans le cas d'un métal normal pur, ces auteurs trouvent une dépendance du courant critique en $I_c \alpha \exp(AT)$ (et une relation $J = \sin \varphi$ même pour des longueurs L supérieures à $\xi(T)$. Une dépendance du type $I_c \alpha \exp(AT)$ a été observée expérimentalement [32]

Le cas inverse d'une jonction normale "sale" (libre parcours moyen électronique faible devant les dimensions) a été étudié expérimentalement et théoriquement par CLARKE [53] ; la dépendance du courant critique est alors en $\exp(A\sqrt{T})$. Ceci a parfois été observé expérimentalement [54] [55] [56].

Dans les deux cas a) et b) les ponts ont montré des marches dans la caractéristique courant-tension sous l'influence d'un rayonnement hyperfréquence et une modulation du courant critique par un champ magnétique perpendiculaire.

### 1 - 2 - 4 Autres types de microponts

#### 1 - 2 - 4 - 1 Nos ponts réalisés par usinage ionique [70]

Ils seront étudiés plus en détail aux chapitres suivants. Ils représentent le cas intermédiaire ou l'affaiblissement de supraconductivité est dû à la fois à un effet dimensionnel et à l'implantation d'impuretés dans le pont.

#### 1 - 2 - 4 - 2 Les ponts à épaisseur variable

(Variable Thickness Bridge ou V T B)

C'est une variante des ponts de DAYEM dont l'étude est récente (1973) et semble très prometteuse. L'épaisseur du pont y est inférieure à celle du canal adjacent, dans un rapport de l'ordre de 10.

Les résultats expérimentaux [39] montrent l'existence d'un comportement très proche de celui d'une jonction tunnel Josephson dans une gamme de températures et de dimensions qui ne correspondent pas à la condition établie pour les ponts de DAYEM (dimensions inférieures à la longueur de cohérence $\xi(T)$).

L'explication de ces phénomènes semble faire intervenir l'échauffement dans le pont [24]. Il semble en effet que la structure des V T B assure un meilleur échange thermique avec le milieu extérieur On augmente ainsi la tension $V_{max}$ au delà de laquelle l'échauffement détruit toute manifestation d'effet de type Josephson. Un autre avantage de cette géométrie, signalé par LIKHAREV et al [35] est l'amélioration de l'adaptation du micropont au rayonnement hyperfréquence.

#### 1 - 2 - 4 - 3 Ponts réalisés par superposition d'un métal supraconducteur et d'un métal ferromagnétique

TAGUSHI et YOSHIOKA [61] ont réalisé des microponts en étain

sur lesquels était superposée une couche mince de nickel (100 Å) ferromagnétique. La déposition de ces deux métaux se faisait par évaporation à travers un masque.

Le nickel, en plus d'un effet de proximité "classique", semble créer, par sa nature ferromagnétique, une supraconductivité sans gap ("gapless superconductivity"). Les propriétés observées sont alors voisines de celles d'une jonction Josephson.

### 1 - 2 - 4 - 4 Ponts réalisés par implantation

ARRINGTON et DEAVER ont affaibli localement (sur une zone de 0,5 µ x 30 µ) la supraconductivité d'un film de niobium par implantation de fer. La température critique était alors amenée entre 4 et 5°K et un effet de type Josephson a été observé (des marches périodiques ont été induites par irradiation).

HARRIS [56] par une méthode similaire a fabriqué des ponts en molybdène ; dans ce métal l'implantation (ici ions azote ou soufre) relève la température critique. Le pont est donc une zone moins faiblement implantée que le reste du film.

Dans ces deux cas la température critique du pont est relevée par effet de proximité avec les deux moitiés de canal adjacentes.

## 1 - 3 Caractéristiques d'un micropont idéal

Pour être utilisable de façon satisfaisante, un micropont doit posséder un certain nombre de qualités.

### 1 - 3 - 1. bonne insensibilité aux champs magnétiques continus

Dans de nombreux cas, les microponts sont très sensibles aux champs magnétiques particulièrement aux champs perpendiculaires. Un champ normal de quelques dixièmes de G détruit souvent tout effet de type JOSEPHSON, et cela nécessite l'emploi de blindages magnétiques soignés.

Un "bon" pont doit donc être peu sensible aux champs magnétiques ((34), nos ponts etc...).

### 1 - 3 - 2. bonne stabilité dans le temps

Un micropont est peu sensible mécaniquement et ne nécessite une fois fabriqué, aucun réglage.

Le plus souvent les propriétés sont très stables et reproductibles dans le temps même après de nombres cycles thermiques.

NOTARYS et MERCEREAU (32) signalent cependant que, probablement par suite de la diffusion intermétallique, des ponts réalisés par effet de proximité ont perdu leurs propriétés au bout de quelques mois.

Une bonne stabilité dans le temps est donc obtenue pour la plupart des ponts existants.

### 1 - 3 - 3. une bonne gamme de température de fonctionnement

Pour être utilisable facilement, un pont doit pouvoir fonctionner dans une gamme de température assez grande. De plus, l'expérience montre que des fluctuations de température atténuent ou masquent complètement les manifestations de l'effet JOSEPHSON. Il faut donc réguler la température à mieux que $10^{-2}$° K près, soit par un système de stabilisation électronique, soit en fonctionnant à la température d'ébullition de l'hélium liquide (4,2 °K) seul fluide cryogénique utilisable actuellement compte tenu

des matériaux supraconducteurs disponibles.

Un micropont dont la gamme de température de fonctionnement englobe 4,2 °K présente dont un intérêt pratique certain.

1 - 3 - 4. une bonne sensibilité au rayonnement hyperfréquence

Les microponts sont souvent utilisés en détecteurs de micro-ondes ; un "bon" pont doit donc avoir une bonne sensibilité et pouvoir détecter des ondes de fréquence la plus élevée possible. Pour cela, il faut d'abord pouvoir réaliser une bonne adaptation d'impédance (voir III - 6 - 1).

En général, cette condition est mal remplie. En effet d'après la forme de variation des marches induites par des ondes hyperfréquence en fonction de la puissance du rayonnement, on peut estimer que les ondes hyperfréquence font une "attaque" en courant dans les microponts (21) (51). L'impédance du pont (quelques dixièmes d'Ω à quelques Ω le plus souvent) est donc toujours très inférieure à celle de la source délivrant les microondes.

Le couplage (III - 6 - 1) doit aussi être optimisé. Le plus souvent il se fait par le champ électrique.

Indépendamment de ces deux facteurs, les paramètres propres aux microponts influant sur la sensibilité en hyperfréquence sont moins bien connus. Ils dépendent du mécanisme d'établissement de l'oscillation JOSEPHSON.

SKOCPOL et al (24) ont prévu une limite supérieure en tension (et donc en fréquence du courant JOSEPHSON) pour la manifestation de l'effet de type JOSEPHSON. Cette limite est d'autant plus élevée que les échanges thermiques entre le pont et le milieu ambiant sont meilleurs.

1 - 3 - 5. une bonne caractéristique courant-tension

Une limite inférieure dans la gamme de températures, de bon fonctionnement est donnée par l'apparition d'hystérésis dans la caractéristique courant-tension. La destruction de l'état supraconducteur se traduit par une variation très brutale de la tension et le retour à l'état supraconducteur est obtenu pour un courant I'c inférieur au cou-

rant critique Ic.

On peut distinguer deux causes fondamentales à cet hystérésis (voir III - 5) :

a) l'une a été établie pour les jonctions JOSEPHSON, et peut s'étendre aux microponts vérifiant les équations de JOSEPHSON (GREGERS-HANSEN et al (21), voir annexe II).

En considérant le modèle équivalent de la jonction JOSEPHSON (source de courant $I = Ic \sin \left( \frac{2e}{h} \int v(t)\, dt \right)$ shuntée par une résistance R et une capacité C, Mc CUMBER (36) a montré que pour avoir un hystérésis faible la constante de temps RC devait être petite devant l'inverse de la fréquence de plasma JOSEPHSON.

$$RC \ll \left( \frac{2e\, Ic}{hC} \right) - 1/2$$

Dans les microponts décrits approximativement par ce modèle $R = R_N$ (résistance du pont à l'état normal) et C est très faible (quelques pF) [illegible]

La conditions de Mc CUMBER s'applique donc alors bien. Elle implique seulement que Rn ne soit pas trop grande, typiquement quelques Ω.

D'autres ponts ne vérifient pas $J = Je \sin \varphi$ . L'influence d'une relation courant-phase non sinusoïdale étudiée par AURACHER et VAN DUZER (37) modifie de façon sensible la caractéristique courant-tension.

Le modèle équivalent de Mc CUMBER ne peut alors fournir que des indications qualitatives.

Compte tenu des mécanismes différents d'oscillation JOSEPHSON entre la jonction tunnel et les microponts, l'application à ces derniers du modèle de Mc CUMBER n'a pas une grande signification physique.

b) la deuxième cause fait intervenir des effets d'échauffement dont l'importance a été mise en évidence et étudiée par SKOCPOL et al (24).

L'explication de l'hystérésis proposée par ces auteurs est la suivante : tant que le pont reste supraconducteur, il n'y a pas dissipation ; une fois dépassé le courant critique il y a dissipation ; si celle-ci est suffisamment intense, il peut apparaître dans le pont un "point chaud" (zone normale de température supérieure à la température critique du pont et donc a fortiori à celle des autres parties encore supraconductrices du pont). Les calculs montrent qu'à basse température, le point chaud peut se maintenir pour des courants bien inférieurs au courant critique. Il y aura donc dissipation même pour $I < Ic$.

On conçoit que le point chaud une fois formé se maintiendra plus facilement si la conduction thermique du pont vers le film adjacent ou vers le milieu ambiant est mauvaise. Pour diminuer l'hystérésis, on doit assurer un bon échange thermique entre le pont, le film et l'atmosphère ambiante.

Le modèle de SKOCPOL et al ne permet pas de calculer Ic, mais donne la forme de la caractéristique courant-tension et une estimation du courant I'c pour lequel la supraconductivité se rétablit (voir III -5).

REMARQUE : Ces deux causes (influence des paramètres du schéma équivalent échauffement) interviennent simultanément. La seconde semble toutefois être la cause prépondérante de l'hystérésis des microponts (III -5).

### 1 - 3 - 6. Remarque sur les dimensions d'un "bon" micropont

Suivant les dimensions (et plus particulièrement la longueur) d'un micropont, son comportement se rapproche plus ou moins de celui d'une jonction JOSEPHSON.

Nous allons étudier ici les conditions que doivent vérifier les dimensions d'un micropont pour obtenir la cohérence de phase intrinsèque (sans intervention de facteurs extérieurs) entre les deux moitiés de film de part et d'autre du pont.

1 - 3 - 6 - 1. Les dimensions d'un micropont et la longueur de cohérence

Un certain nombre de théories ([21][30][31], voir annexe II) indiquent à partir de l'étude des équations de GINZBURG-LANDAU indépendantes du temps, qu'un pont de dimensions inférieures à la longueur de cohérence $\xi(T)$ présente une relation courant phase sinusoïdale et des propriétés analogues aux jonctions tunnel JOSEPHSON (marches périodiques avec la puissance hyperfréquence, courant critique linéaire avec la température).

L'expérience confirme [21] [64] ces prédictions : les propriétés de la jonction JOSEPHSON ne se manifestent que suffisamment près de la transition de façon à avoir $\xi(T)$ plus grande que les dimensions du pont.

Cependant une étude récente (39) a retrouvé les propriétés de la jonction JOSEPHSON pour un micropont ne satisfaisant pas à la condition précédente. La structure employée était un pont à épaisseur variable (voir 1-2-4-2) en étain. Ce type de pont doit diminuer les effets d'auto-échauffement ce qui explique vraisemblablement ses meilleures propriétés.

D'autre part des ponts de type DAYEM, ne vérifiant pas la condition précédente, ont montré des marches dans la caractéristique courant-tension ([27][29] etc...) ; celles-ci présentaient parfois une variation périodique avec la puissance hyperfréquence [22].

Ces faits expérimentaux montrent que la longueur de cohérence n'est pas la dimension maximale d'un micropont présentant l'effet de type JOSEPHSON.

1 - 3 - 6 - 2. Le régime de vortex dans un micropont

a) rappel sur les vortex :

Un supraconducteur de deuxième espèce, ou de première espèce sous certaines conditions (libre parcours moyen électronique faible, film mince) soumis à un champ magnétique perpendiculaire de valeur suffisamment élevée se divise en régions alternativement normales et supracon-

ductrices. Les régions normales ou "coeurs" ont la symétrie cylindrique si les dimensions transverses du supraconducteur ne sont pas trop faibles. un "coeur" porte un quantum de flux ($\phi = 2{,}07 \times 10^{-15}$ Wb) et est entouré d'un tourbillon de courants supraconduoteurs qui écrantent son champ magnétique. L'ensemble coeur normal - tourbillon de courants est appelé vortex.

D'après la théorie classique d'ÀBRIKOSOV (voir par exemple (44)), pour un vortex isolé, le coeur normal a un rayon de l'ordre de la longueur de cohérence $\xi(T)$ et les courants supraconducteurs décroissent avec une longueur caractéristique égale à $\lambda$, longueur de pénétration du champ magnétique.

Dans un film mince (épaisseur $d$ inférieure à $\lambda$) le tourbillon de courants supraconducteurs est contenu dans l'épaisseur. La "capacité d'écrantage" s'en trouve diminuée et son extension doit donc augmenter. On définit alors une longueur de pénétration effective $\lambda_\perp$ qui vaut (41)

$$\lambda_\perp = \lambda \coth \frac{d}{2\lambda} \quad \text{soit} \quad \frac{2\lambda^2}{d} \quad \text{si} \quad d \ll \lambda$$

Typiquement $\lambda_\perp$ est de l'ordre de quelques microns (dans le cas d'un matériau de deuxième espèce).

b) application aux dimensions des ponts :

Certains modèles explicatifs de la cohérence responsable de l'effet de type JOSEPHSON (voir annexe II) se ramènent au passage de vortex se déplaçant d'un bord à l'autre du pont perpendiculairement au courant (voir (41) (68) et annexe II). Le modèle de "glissement de phase" (40) représente la limite à une dimension où les dimensions du pont ne permettent pas la création de vortex (voir (26)).

Ces vortex sont dus, en l'absence de champs magnétiques extérieurs, au champ magnétique créé par le courant dans le pont. Ils se forment par paires de polarités opposées (les champs magnétiques des "coeurs" ont des sens opposés). D'après LIKHAREV (41) le processus le plus vraisemblable est le suivant : chaque vortex apparaît aux bornes du pont puis sous l'action de la force de LORENTZ se déplace vers le centre où il se neutralise avec le vortex de polarité opposée appartenant à la même paire et qui s'est formé à l'autre bord du pont.

Cette interprétation peut donner des indications sur la longueur maximale d'un micropont. Supposons que cette longueur soit nettement supérieure au diamètre d'un vortex. Lorsque l'on atteint le courant critique plusieurs "rangées" de vortex traversent le pont. Pratiquement, un tel mouvement ne peut pas être cohérent car la moindre inhomogénéité dans le pont crée des différences de vitesse entre les rangées de vortex. La seule façon d'obtenir un mouvement cohérent est d'avoir une seule rangée de vortex. Ceci revient à limiter la longueur du pont à environ $2\lambda_\perp$.

La longueur maximale d'un pont présentant un effet de type JOSEPHSON est donc approximativement le double de la longueur de pénétration effective. Ceci est confirmé par l'expérience (42).

Cette condition permet d'obtenir la cohérence intrinsèque responsable de l'effet de type JOSEPHSON.

Remarques:

a) un pont satisfaisant à $L < 2\lambda_\perp$ peut cependant avoir $L \gg \xi(T)$. La relation courant-phase $J = f(\varphi)$ est alors théoriquement multivaluée (41). La densité de courant n'est alors plus uniquement fonction de $\varphi$.

b) la cohérence du mouvement de vortex est facilitée par l'action de perturbations extérieures en particulier le champ hyperfréquence ((19), effet DAYEM-WYATT) et le champ magnétique. On peut ainsi obtenir un déplacement cohérent de vortex dans un supraconducteur suffisamment pur même si ses dimensions sont grandes devant $\lambda_\perp$. Cette cohérence peut être mise en évidence par l'apparition de marches dans la caractéristique courant-tension, sous l'effet d'une irradiation hyperfréquence (43). Ceci n'est cependant pas un effet JOSEPHSON ou de type JOSEPHSON car la cohérence de phase obtenue n'est pas intrinsèque. Cette expérience montre cependant clairement que l'existence de marches obtenues par irradiation hyperfréquence n'est pas une condition suffisante d'existence de l'effet de type JOSEPHSON.

c) ce raisonnement suppose que le matériau du pont est de deuxième espèce soit "intrinsèquement" soit par suite du faible libre parcours moyen.

## 1 - 4 Appareillage expérimental utilisé pour l'analyse de la supraconductivité des ponts.

La conception et la mise au point de l'appareillage utilisé sont dues à G. VERNET et P. CROZAT. Les manipulations ont été menées en collaboration avec P. CROZAT. Nous en donnerons une description succincte (voir fig. 6).

La mise en froid est assurée par deux cryostats en verre (azote liquide, hélium liquide).

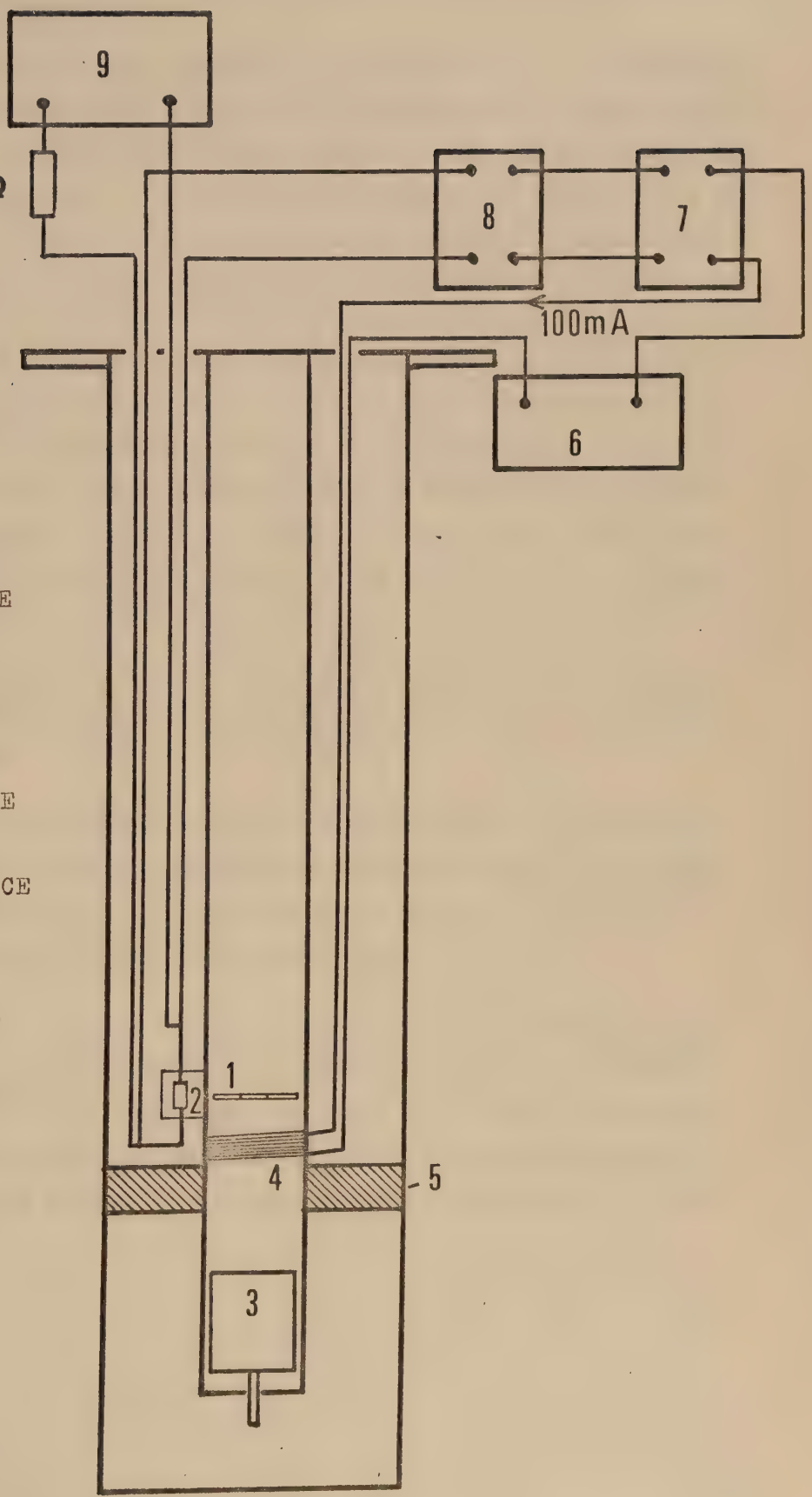
Les microponts sont polarisés en courant à partir d'un montage potentiométrique alimenté par une pile au mercure. Le relevé des caractéristiques courant-tension se fait par une méthode à quatre points. Les contacts électriques sont assurés au niveau du micropont par des fils d'or thermocompressés sur les plots d'or des plaquettes porte échantillon -(voir II - 3 - 1).

La température est mesurée à l'aide de résistances au carbone calibrées. L'erreur de calibrage varie de 1 à 7 % autour de 4,2 °K mais les mesures sont reproductibles à environ 1 %.

La température peut varier dans une gamme de 2 °K à 9 °K.

a) une résistance chauffante commandée par un dispositif électronique de stabilisation de température assure le réchauffement au-dessus de 4,2 °K. La tension aux bornes d'une thermistance polarisée par un courant constant (suffisamment faible pour ne pas l'échauffer : 10 $\mu$A ) est comparée à une tension prédéterminée et réglable. Le signal d'erreur amplifié commande la résistance chauffante. La stabilité intrinsèque d'un tel système est théoriquement de $10^{-5}$ °K. En fait, au niveau du micropont la stabilité pratique de la température est moins bonne de l'ordre de $5 \times 10^{-3}$ °K surtout à cause des problèmes de contacts thermiques entre l'échantillon et la thermistance.

b) en-dessous de 4,2 °K le refroidissement se fait en pompant sur le bain d'hélium liquide. Une stabilité de quelques $10^{-2}$ °K peut alors être obtenue en régulant la pression par un manomètre cartésien à mercure.




GURE 6:TETE DU CRYOSTAT
RVANT A TESTER LES PONTS

MICROPONT SOUS ATMOSPHERE
D'He A PRESSION REDUITE
SONDE DE MESURE DE
TEMPERATURE
PISTON DE COURT-CIRCUIT
ENROULEMENT DE CHAUFFAGE
CAPOT EN ACIER INOXYDABLE
ALIMENTATION CONTINUE
AMPLIFICATEUR DE PUISSANCE
VOLTMETRE NUMERIQUE
DIFFERENCIEL
ALIMENTATION DE LA SONDE

Suivant le type de manipulations à effectuer différents dispositifs sont disponibles :

a) pour étudier leur réponse hyperfréquence (voir III - 6), les microponts sont placés dans un guide d'ondes 3 cm. Les supports du micropont sont soit un bloc de teflon (cas le plus fréquent), soit une petite plaquette de circuit imprimé. Cette dernière peut être placée parallèle ou perpendiculaire à l'axe du guide mais assure un contact thermique moins bon. Le couplage avec les microondes se fait le plus souvent par le champ électrique et quelquefois par le champ magnétique (voir III -6). Le plus souvent le guide d'onde n'est pas en contact direct avec l'hélium liquide mais est entouré d'un capot en acier inoxydable. On évite ainsi les instabilités thermiques dues au bouillonnement de l'hélium liquide ("bubbling") et l'on peut obtenir une bonne stabilité de température au-dessus de 4,2 °K. Ce capot porte une petite bobine supraconductrice permettant d'appliquer un champ parallèle à l'axe du guide d'onde jusqu'à environ 2000 G. On peut ainsi étudier l'évolution de la réponse hyperfréquence en fonction du champ magnétique (voir III - 6 ). Si l'échantillon est monté sur la plaquette orientable, ce champ peut être parallèle ou perpendiculaire au micropont.

b) une étude en champ magnétique plus intense (jusqu'à 5 T environ) peut être menée avec une autre bobine supraconductrice, en fil de niobium titane, construite par J. PONTNAU. Celle-ci ne permet cependant pas l'application simultanée d'ondes hyperfréquence.

c) des tests rapides peuvent être faits avec un petit cryostat en acier inoxydable de faible consommation d'hélium liquide. La stabilité en température est alors moins bonne (quelques $10^{-2}$ °K). Ce dispositif, à l'aide d'une antenne, permet l'irradiation en hyperfréquence et est utilisé pour sélectionner les microponts susceptibles d'une étude plus poussée.

## PROPRIETES SUPRACONDUCTRICES DES FILMS DE NIOBIUM UTILISES

Le matériau utilisé pour nos films doit satisfaire plusieurs conditions :

a) sa température critique Tc doit être relativement élevée. Pour des raisons pratiques, le micropont doit pouvoir fonctionner à 4,2 °K température d'ébullition de l'hélium liquide. Le matériau du pont doit donc avoir une température critique supérieure à 4,2 °K.

b) une certaine insensibilité aux perturbations extérieures (champ magnétique en particulier).

c) une bonne stabilité dans le temps et une bonne résistance à l'oxydation.

La condition a) élimine de nombreux supraconducteurs en particulier l'étain (Tc = 3,7 °K), l'indium (Tc = 3,4 °K).

La condition b) suggère l'emploi de supraconducteurs de deuxième espèce présentant des champs critiques élevés. Cette propriété est encore améliorée si le matériau est sous forme de film polycristallin contenant des impuretés (supraconducteur " dur " (44)).

Le tantale, le vanadium ou le niobium, satisfont à ces critères. Nous avons choisi le niobium car il s'oxyde plus difficilement que le tantale et le vanadium .(des alliages comme $Nb_3Ge$, vérifient aussi ces conditions cependant, dans une première étape, nous avons préféré utiliser un métal pur dont la fabrication et les propriétés sont mieux contrôlées).

Les microponts que nous obtenons ainsi sont robustes et stables dans le temps et leur température critique comprise entre 5 et 6 °K permet un bon fonctionnement à 4,2 °K. (voir III - 4).

## 2 - 1 Structure des films

### 2 - 1 - 1. Généralités

Les films utilisés sont obtenus par évaporation sous ultra-vide (voir II - 3 - 1).

Les études (voir par exemple (6)) de croissance des couches minces montrent que l'on peut distinguer plusieurs stades d'évolution d'un film suivant l'épaisseur d. On peut définir dans chaque cas particulier une épaisseur critique $d_{crit}$, qui est fonction de la nature du substrat et du métal déposé de l'état de surface du substrat et de sa température au moment de la déposition. $d_{crit}$ vaut typiquement quelques dizaines d' Å. On distingue les trois cas suivant la valeur de d par rapport à $d_{crit}$ :

a) $d < d_{crit}$ : lorsque d est très petit, le film se présente comme une succession d'"ilôts" disjoints, n'ayant aucun contact électrique entre eux. Si l'on poursuit le dépôt, ces ilôts augmentent de taille et peuvent même fusionner entre eux ; il n'y a cependant pas de "chemin électrique" continu d'un bout à l'autre du film et la résistivité est très élevée (structure d'ilôt, "island structure").

b) $d \simeq d_{crit}$ : la taille des ilôts est alors telle qu'un grand nombre d'entre eux se touchent et qu'il existe un chemin électrique à travers le film. On observe alors une chute très rapide de la résistivité lorsque l'épaisseur augmente. Mais la structure du film n'est pas continue : il subsiste des "lacunes" entre les ilôts.

c) $d > d_{crit}$ : les lacunes se comblent. La structure des films est continue pour $d \sim 3$ à $4\ d_{crit}$. Elle est alors polycristalline. La taille des grains polycristallins dépend notamment de l'état et de la nature du substrat, de sa température et de la méthode de déposition (évaporation ou pulvérisation ("sputtering") ; voir (6) et annexe I pour une description succincte de la pulvérisation qui d'après une étude récente (10) (14) (48) semble donner des films de meilleure qualité et avec des grains plus gros que l'évaporation).

## 2 - 1 - 2. application à nos films

De nombreux travaux (7) (8) (9) (10) ont montré que pour des films de niobium, lorsque l'épaisseur d diminue, la résistivité à l'état normal $\rho_n$ augmente et la température critique Tc diminue.

L'apparition de la structure d'ilôts correspond alors à une chute brutale de Tc (7). Or nos films transitent à environ 8,5 °K pour d = 500 Å (cas le plus fréquent) et à 7,5 °K en moyenne pour d = 200 Å valeurs relativement proches de Tc = 9,2 °K correspondant au niobium massif.

Ceci permet d'estimer que nous sommes **loin** de la structure d'ilôts, au moins pour les films de 500 Å d'épaisseur qui ont été le plus fréquemment utilisés. L'apparition de cette structure chez ASADA et NOSE (7) pour des films évaporés d'épaisseur 500 Å est vraisemblablement due à leurs conditions de déposition : substrat en verre à une température de 260 °C. Leur valeur de $d_{crit}$ est alors probablement plus grande que dans notre cas (substrats généralement en silicium, température de déposition de 400 °C, voir II - 3 - 1).

On peut donc estimer que la structure des films que nous avons utilisés est polycristalline et continue.

Ces films sont fortement oxydés en surface et l'on peut estimer grossièrement l'épaisseur de la couche d'oxyde de la façon suivante : l'épaisseur effective (épaisseur de la couche conductrice) d eff d'un film est donnée par (6) :

$$d\ eff = \frac{\rho_{PH}}{R\square_{300} - R\square_{4,2}}$$ où $\rho_{PH}$

est la résistivité à 300 °K due aux phonons (pratiquement $\rho_{PH}$ est la résistivité du niobium pur, où les impuretés jouent un rôle négligeable)
$R\square_{300}$, $R\square_{4,2}$ sont les résistances par unité de surface (ou "par carré") du film à 300 °K et 4,2 °K.
Si d est l'épaisseur mesurée, d - d eff donne l'épaisseur de la couche isolante du film assimilée à une couche d'oxyde.

L'écoulement des charges ioniques pendant l'usinage nous impose l'utilisation d'un substrat conducteur à l'ambiante (voir II - 3). Nous ne pouvons donc pas mesurer $R_{\square\ 300}$. Cependant, Paul CROZAT a estimé une épaisseur d'oxyde d'environ 70 Å pour des films analogues aux nôtres mais évaporés sur du verre (où $R_{\square\ 300}$ est donc mesurable) et utilisés pour des expériences d'implantation dans les supraconducteurs (71). Ce résultat peut être transposé dans notre cas car la nature et la structure du substrat (verre au lieu de silicium) ne doit perturber que faiblement les couches superficielles du film ; la dimension des grains polycristallins peut cependant être différente.

Enfin, nos films présentent un certain nombre de défauts qui peuvent avoir différentes origines :

a) des impuretés gazeuses ($O_2$ et $N_2$) peuvent s'insérer dans le réseau cristallin au cours de l'évaporation du film.

b) des impuretés solides qui peuvent diffuser dans le niobium à partir du substrat.

c) des défauts de structure : joints entre grains polycristallins ou déformations du réseau induites par le propre réseau du substrat.

Nous verrons un peu plus loin leurs conséquences sur les propriétés supraconductrices des films.

En résumé, le niobium constituant nos films présente un certain nombre de défauts de structure : joints entre grains polycristallins, défauts, impuretés, couche d'oxyde. Il se comporte donc comme un supraconducteur "dur" (44). Ceci a d'importantes conséquences pour ses propriétés électriques et supraconductrices.

## 2 - 2 - Deux paramètres caractéristiques des films : température critique $T_c$ et résistivité normale $\rho$

### 2 - 2 - 1. résultats expérimentaux

Les valeurs de la température critique et de la résistivité à l'état normal d'un film typique et du niobium massif et pur sont portées dans le tableau suivant :

| | film typique | niobium massif et pur |
|---|---|---|
| Tc (° K) | 8,5 | 9,22 (60) |
| $\rho_n$ ( $\mu\Omega$.cm) à $\simeq$ 10 °K | 12 | $3,2 \times 10^{-2}$ (46) |

Les écarts sont assez importants. Une comparaison avec des travaux déjà publiés permet de proposer des interprétations à ces valeurs.

2 - 2 - 2. rôle de l'oxygène et de l'oxyde

DE SORBO (46) et plus récemment KOCH et al (47) ont étudié l'influence sur Tc et $\rho_n$, de diverses impuretés dans le réseau cristallin du niobium. Parmi celles-ci l'oxygène qui possède une limite de solubilité élevée (3,8 % du nombre d'atomes de niobium) a l'effet le plus sensible : les variations de Tc et de $\rho_n$ sont approximativement linéaires avec des pentes respectives de - 0,93 °K et 5,8 $\mu\Omega$ cm par % d'atome d'oxygène. Si celui-ci est la seule impureté, Tc varie linéairement en fonction de $\rho_n$ avec une pente

$$\frac{\Delta Tc}{\Delta \rho_n} \simeq -0,18 \text{ °K / } \mu\Omega.\text{cm}$$

Expérimentalement, et en supposant une variation linéaire de Tc avec $\rho_n$, nous trouvons une pente d'environ - 0,06 °K / $\mu\Omega$ cm. Dans un cas expérimental similaire, ASADA et NOSE (7) ont mesuré

$$\frac{\Delta Tc}{\Delta \rho_n} \simeq -0,038 \text{ °K / } \mu\Omega.\text{cm}$$ pour $T_c = 7,9$°K. SULLIVAN 58

pour des films d'épaisseur 600 Å ont trouvé Tc = 8,7 °K.

Les conditions d'étude de DE SORBO et de KOCH et al sont assez différentes des nôtres. Ils partent d'échantillons de niobium purifiés, de dimensions relativement importantes. (fils de quelques mm de diamètre). Ces échantillons sont ensuite placés sous une pression partielle connue d'oxygène. La concentration d'oxygène est ensuite rendue homo-

gène en chauffant sous vide. D'après les résultats publiés par DE SORBO on peut estimer la dimension des grains polycristallins dans ses échantillons à plusieurs $\mu$. Dans certains cas, DE SORBO signale la formation d'oxyde (surtout $Nb_2O_5$) le long des joints. Ceux-ci constituent de plus un chemin privilégié de pénétration pour les impuretés gazeuses.

Dans nos films, l'oxygène est une impureté parasite. La concentration n'est certainement pas uniforme en profondeur et il y a une couche d'oxyde en surface de plusieurs dizaines d'Å (voir plus haut).

D'autre part, nous avons vu que nous sommes relativement plus loin de la "structure d'ilôts" qu'ASADA et NOSE (7). Par une mesure directe ces auteurs ont montré que la dimension moyenne des grains polycristallins dans leurs films était de 100 à 200 Å. Il semble raisonnable de penser que dans notre cas la taille moyenne des grains est du même ordre (peut-être légèrement supérieure en raison de la température plus élevée du substrat lors de la déposition). Les joints entre grains jouent donc un rôle beaucoup plus important que pour DE SORBO. Ils peuvent alors augmenter de façon sensible la limite de solubilité de l'oxygène et en favoriser la pénétration sous la couche d'oxyde. Pour MAYADAS et al (10) dont les films étaient obtenus par évaporation ou par pulvérisation ("Sputtering") cette pénétration peut avoir lieu jusqu'à plusieurs centaines d'Å.

Enfin, ASADA et NOSE (7) ont estimé pour leurs films évaporés la dose d'oxygène à 0,7 % par atome de niobium. Cette valeur semble surestimée (9) mais une concentration de quelques °/oo est vraisemblable dans nos films.

2 - 2 - 3. autres impuretés

Nos résultats semblent suggérer que l'oxygène n'est pas la seule impureté dans nos films. Expérimentalement, on constate une augmentation importante de la résistivité pour une diminution de température critique, relativement faible.

Ceci semble correspondre aux résultats préliminaires d'une autre étude menée par P. CROZAT sur l'implantation de films à très basses

températures (4,2 °K). Dans ce cas les défauts créés sont ponctuels et on constate une forte augmentation de résistivité pour une faible diminution de Tc.

### 2 - 2 - 4. interprétation physique

Il existe plusieurs théories permettant d'interpréter l'affaiblissement de Tc dans les films. Elles concernent en général les supraconducteurs où le libre parcours moyen électronique a été réduit par rapport au métal pur et massif. Elles s'appliquent donc aux films avant et après bombardement et au micropont lui-même qui subit une légère implantation.

Au chapitre III - 4 où nous étudions l'implantation dans les ponts nous reviendrons plus en détail sur ces mécanismes.

Remarque : Dans un film suffisamment mince, en plus des défauts et impuretés, la diffusion électronique à la surface peut être une cause de diminution du libre parcours moyen et donc d'augmentation de la résistivité (théorie de FUCHS). Ce résultat a été étendu plus récemment (MAYADAS et SCHATZKES 1970) au cas de films polycristallins en tenant compte de la diffusion électronique aux joints de grains.

Ces théories ne sont pas applicables dans notre cas car le libre parcours moyen électronique dans un film (30 à 40 Å) est très inférieur à la dimension d'un grain (100 à 200 Å) et à l'épaisseur du film (500 Å). Les défauts à l'intérieur de chaque grain sont donc les principales causes de diffusion électronique.

## 2 - 3 - champ critique des films

### 2 - 3 - 1. résultats expérimentaux

Avec notre dispositif expérimental, le seul champ critique accessible sur les films de niobium est le champ Hc2. Dans un supraconducteur de deuxième espèce (voir par exemple (44)), il correspond à la destruction

complète de la supraconductivité.

Nous avons mesuré le champ critique perpendiculaire $H_{c\perp}$ de nos films, et nous l'avons assimilé à $H_{c_2}$. DE GENNES (44) a montré que cette hypothèse n'est correcte que si les dimensions du film sont suffisamment grandes pour pouvoir négliger les effets de bords lors de l'application d'un champ. La comparaison doit être faite avec les dimensions d'un vortex, soit typiquement quelques microns. Nos films de largeur 250 $\mu$ (ou parfois 80 $\mu$ ) vérifient cette condition.

Typiquement à 4,2 °K le champ critique mesuré pour nos échantillons vaut de 10.000 à 13.000 G.

Cette valeur est à comparer avec les résultats expérimentaux d'ASADA et NOSE (7) et de LONDON et CLARKE (57) $H_c \simeq 30.000$ G pour des films de niobium obtenus par évaporation et d'épaisseurs respectives 490 Å et 440 Å.

La valeur correspondante pour le niobium massif et pur (16) qui est d'environ 2700 G est donc très inférieure.

## 2 - 3 - 2. éléments d'interprétation

### 2 - 3 - 2 - 1. Etude de K, paramètre de GINZBURG-LANDAU

On peut interpréter les résultats expérimentaux à l'aide de K.

On a (44) $K = \dfrac{H_c}{\sqrt{2}\, H_c}$ où $H_c$ est le champ critique thermodynamique

K augmente avec la résistivité $\rho_n$ des films à l'état normal. La théorie montre (voir par exemple (47)) que :

$$K = K_o + 7{,}53 \times 10^{-3}\, \rho_n\, \gamma^{1/2}$$

où $\rho_n$ est la résistivité en $\mu\Omega$.cm

$\gamma$ est le coefficient de chaleur spécifique électronique dans l'état normal (en erg/cm $^3$ °K$^2$ ).

et pour le niobium $K_o = 0{,}78$ (17).

Si l'on suppose que $\gamma$ dans le film a la même valeur que dans le niobium massif et pur ($7{,}3 \times 10^{3}$ erg / cm$^3$ °K (16)) et si l'on prend les

valeurs expérimentales de $\rho$ (12 $\mu\Omega$.cm voir plus haut) on trouve :

$$K = 8,6$$

Si l'on prend pour le film $H_c$ (4,2) = 1560 G, valeur du niobium pur et massif (16) (57) on trouve :

$$Hc_2 (4,2) \simeq 18.800 \text{ G}$$

2 - 3 - 2 - 2. discussion

La valeur précédente est supérieure aux résultats expérimentaux. Plusieurs causes peuvent expliquer cet écart :

a) Les impuretés contenues dans les films affaiblissent $\gamma$. Par exemple, KOCH et al (47) ont montré que l'oxygène diminue $\gamma$ à peu près linéairement avec une pente d'environ $0,5 \times 10^3$ erg / $cm^3$ $°K^2$ par % d'atome. D'autre part, on peut montrer que $\gamma$ (voir (44), (60)) est proportionnel à N (o) densité d'états électroniques au niveau du Fermi. Or, dans nos films N (o) est diminuée par rapport au niobium pur (voir plus loin la discussion au sujet de $\frac{dH_c}{d}$). Il est cependant difficile d'estimer exactement cette diminution.

b) Hc (4,2) dans les films est sensiblement inférieur à la valeur du niobium pur, à cause des impuretés. KOCH et al (47) signalent un affaiblissement de l'ordre de 30 % pour une concentration d'oxygène d'environ 1 %.

c) Le niobium est un supraconducteur à couplage électrons-phonons fort (Mc MILLAN (60)) où la théorie B.C.S. n'est parfois vérifiée qu'approximativement. Les coefficients numériques dans l'expression de K ne correspondent probablement pas exactement aux valeurs réelles.

Remarques: Dans le cas d'ASADA et NOSE (7) la résistivité des films de 490 Å d'épaisseur peut être estimée à environ 40 $\mu\Omega$.cm. Cette valeur trois fois plus grande que la nôtre explique leur champ critique élevé ($\simeq$ 30.000 G à 4,2 °K).

En fait $H_c$ est fonction décroissante de la température réduite t. Si l'on prend $T_c$ = 8,5°K au lieu de 9,2°K t augmente et $H_c$ diminue. Ceci entraîne un affaiblissement supplémentaire d'environ IO % de $H_c$.

## 2 - 3 - 3. Variation avec la température

### 2 - 3 - 3 - 1. Résultats et interprétation

Si l'on assimile $H_{c\perp}$ à $H_{c2}$ on a (44)

$$H_{c\perp} = H_{c2} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2(T)}$$

où $\xi(T)$ est la longueur de cohérence de GINZBURG - LANDAU

$\phi_0$ le quantum de flux $(2{,}07 \times 10^{-15}$ Wb)

Or (44) $\xi(T) = 0{,}74 \dfrac{\xi_0}{\sqrt{1-t}}$ si $\xi_0 \ll l$ "(limite propre)"

$= 0{,}85 \dfrac{\sqrt{\xi_0 l}}{\sqrt{1-t}}$ si $\xi_0 \gg l$ ("limite sale")

$\xi_0$ est la longueur de cohérence B.C.S.

$l$ le libre parcours moyen électronique

$t = \dfrac{T}{Tc}$ température réduite.

$H_{c\perp}$ est donc une fonction décroissante linéaire en $t$ .

Numériquement $\dfrac{d\,H_{c\perp}}{dt} \simeq \dfrac{6 \times 10^4}{\xi_0^2}$ (limite propre)

$\dfrac{d\,H_{c\perp}}{dt} \quad \dfrac{4{,}6 \times 10^4}{\xi_0 l}$ (limite sale)

où $H_c$ est en T, $\xi_0$ et $l$ en Å.

A l'aide de la relation $\rho.l \simeq 3{,}7 \times 10^{-16}\ \Omega\,m^2$ ((10)(16)) [illegible], on peut estimer le libre parcours moyen $l$ à environ 30 Å. $\xi_0$ pour le niobium pur est environ 390 Å (16). Nous sommes donc dans la limite sale.

Expérimentalement, on trouve une variation de $H_{c\perp}$ approximativement linéaire et de pente $\dfrac{d\,H_c}{d\,t} \simeq 2{,}5$ T. Ceci correspondrait à un $\xi_0$ d'environ 600 Å.

2 - 3 - 3 - 2. discussion

$\xi$ = 600 Å est une valeur trop forte. Deux hypothèses sont possibles pour expliquer cet écart :

a) le libre parcours moyen est très probablement sous-estimé. D'après un raisonnement suggéré par CROW et al (9), un libre parcours moyen suffisamment faible peut, par la relation d'incertitude d'HEISENBERG entraîner une incertitude sur la position du niveau de FERMI et donc sur la densité d'états N(o) au niveau de FERMI. Dans le cas de niobium ceci se traduit par une diminution sensible de N (o) car le niveau de FERMI à l'état pur se trouve sur un maximum très pointu de la densité d'états électroniques (59). La constante $\rho$ 1 est alors augmentée car elle fait intervenir N (o) au dénominateur ((44)(10) annexe III). 1 est alors augmenté. Cette remarque importante sera utilisée dans le cas des ponts ; elle indique que le libre parcours moyen ne peut pratiquement pas descendre en-dessous d'une certaine valeur de l'ordre de 10 à 20 Å. Ici si 1 = 30 A le temps T entre deux collisions pour un électron de la surface de FERMI est $T = \frac{1}{v_F}$ avec la vitesse de FERMI $_F = 5{,}2 \times 10^5$ m/s (59).

L'incertitude sur le niveau de FERMI est alors

$$\Delta E \simeq \frac{h}{T} \simeq 0{,}1 \text{ eV.}$$

Il est cependant difficile d'évaluer précisemment l'augmentation de 1.

b) comme signalé précédemment la théorie B.C.S. appliquée au niobium ne donne parfois qu'un ordre de grandeur. Les coefficients numériques dans les valeurs de $\frac{d H_c}{dt}$ ne sont probablement pas exacts.

Remarque importante :

Une étude systématique de l'implantation dans des films voisins des nôtres menée par P. CROZAT (résultats non publiés) donne une pente $\frac{dH_c}{dt}$ approximativement indépendante de la dose implantée et donc du libre parcours moyen électronique qui varie de 60 Å à 30 Å environ. L'interprétation de ces résultats est mal connue (l'implantation modifie peut être assez sensiblement les constantes fondamentales du niobium).

## 2 - 4 - Propriétés des films après bombardement

L'usinage et ses conséquences permet de distinguer plusieurs zones dans le film après bombardement :

a) le micropont. Il est légèrement bombardé. Les propriétés seront étudiées aux chapitres III - 4 et suivants.

b) la zone usinée en parallèle sur le pont (voir III - 3 - 1).

c) une zone intacte.

d) dans la plupart des cas une (ou parfois plusieurs) zone dite de "repérage" ayant subi un bombardement de quelques secondes (généralement moins de 10s). Elle est usinée lors du temps nécessaire au centrage de l'échantillon (voir II - 4). Dans les premières expériences le canal était repéré sur l'écran de l'optique électronique en utilisant un masque correspondant au champ maximum de l'appareil. Le futur emplacement du pont était donc bombardé. On introduisait ainsi un paramètre supplémentaire influant sur sa supraconductivité. On peut l'éliminer très simplement en utilisant pour le repérage du canal de niobium un masque cachant une moitié* et en usinant le micropont sur l'autre. Cependant, la souplesse de la tige d'araldite au bout de laquelle est monté l'échantillon peut amener accidentellement le micropont sur une zone déjà bombardée.

La température critique de cette dernière zone est typiquement de 7 à 7,5 °K.

* du champ (voir figure 4 b)

## ETUDE DU SHUNT RESISTIF DES MICROPONTS

Il y a deux causes distinctes à l'existence du shunt résistif en parallèle sur les microponts réalisés.

La première est inhérente à notre méthode de fabrication : elle correspond à la résistance de la zone usinée (résistance de "fente").

La deuxième existe dans certains échantillons dont le substrat est une couche mince (100 Å) de chrome évaporée sur du verre.

### 3 - 1 La résistance de la zone usinée ou résistance de "fente"

#### 3 - 1 - 1. Introduction

Nous avons vu que notre méthode de fabrication consiste à couper par bombardement ionique un canal de niobium sur toute sa largeur sauf à l'endroit du pont. Pratiquement la zone bombardée (ou "fente") n'est jamais isolante (voir II - 1). Il y a plusieurs causes à ce phénomène :

a) il subsiste des atomes de niobium implantés dans le substrat à la suite de collisions avec les ions argon incidents.

b) il peut rester des grains polycristallins incomplètement usinés par suite de leur orientation cristalline peu favorable (le taux de pulvérisation cathodique S dépend en effet de l'orientation cristalline). Des "ampoules" ("blisters") contenant de l'argon peuvent se former en cours d'usinage et être responsables des cratères observés dans les zones bombardées (II - 5).

On pourrait penser éliminer ce phénomène en augmentant les durées d'usinage. En fait on constate (voir plus loin) qu'au-delà d'une certaine dose de bombardement la résistance de fente croît assez faiblement avec le temps d'usinage. Pour l'éliminer totalement il faudrait des durées de bombardement très grandes et cela aurait alors pour effet de trop abaisser la température critique des microponts (voir III - 4).

Un temps d'usinage typique donnant une température critique

de micropont acceptable (5 à 6 °K voir III - 4) correspond pour des substrats en silicium à une résistance par unité de surface de "fente" $R_{\square_f} \simeq 80\,\Omega$.

La zone bombardée est faiblement supraconductrice, sa température critique est d'environ 2 °K. Aux températures de fonctionnement typiques elle est dans l'état normal et shunte le pont.

3 - 1 - 2. ses conséquences

Elle modifie la sensibilité hyperfréquence. Nous avons vu, en effet, que l'impédance de la source d'hyperfréquence dans nos conditions expérimentales était grande. L'adaptation d'impédance et la sensibilité hyperfréquence augmentera donc avec la résistance du micropont et de ses shunts.

Ici la résistance importante est celle de l'ensemble pont-fente. On a donc intérêt, pour une série de ponts de mêmes dimensions et usinés dans des conditions semblables, à augmenter la résistance de la fente. La résistivité (ou la résistance par carré) de la zone bombardée nous est pratiquement imposée par des conditions sur la température critique des ponts, et au-delà d'une certaine dose d'usinage elle présente une saturation. On ne peut donc pratiquement agir que sur la forme de la zone usinée. Nous avons alors modifié la forme des masques (voir figure 4c). La résistance typique d'une fente est alors passée de 0,2 Ω (masque 1) à 1,2 Ω (masque 2) et environ 30 Ω (masque 3).

Cette modification a cependant augmenté l'hystérésis (voir III - 5 et III - 1). Une telle conséquence est en accord avec le modèle du shunt résistif de Mc CUMBER (36), théoriquement valable pour des jonctions tunnel mais qui s'applique qualitativement à nos microponts, bien que les mécanismes fondamentaux (voir III - 7) ne semblent pas liés à l'effet tunnel.

Pour diminuer l'hystérésis, il faut soit augmenter le temps d'usinage pour abaisser la température critique des ponts si l'on veut travailler à 4,2 °K, soit stabiliser soigneusement (quelques $10^{-3}$ °K)

la température du micropont au-dessus de 4,2 °K et près de la transition. De toute façon la gamme de bon fonctionnement en température est réduite. On se rapproche alors du cas de plusieurs expérimentateurs (GREGERS-HANSEN (21), LAIBOWITZ (27) etc...) qui ont réalisé des microponts ne présentant aucun shunt résistif mais dont les températures de fonctionnement n'étaient inférieures à la température critique Tc que de quelques dixièmes de °K.

En fait, il est préférable de rechercher un compromis. Dans la plupart de nos microponts la résistance de fente est de quelques Ω.

### 3 - 1 - 3. étude expérimentale

Les masques (voir II - 3) utilisés pour l'usinage ionique étant constitués en deux opérations (réalisation d'une fente, puis montage d'un fil de tungstène à 90 ° sur la fente), l'effet de shunt a été analysé sur des masques à la fin de la première opération. Le canal se trouve alors totalement bombardé et la partie usinée possède alors les mêmes propriétés que la résistance de "fente", car la largeur d'un pont est très inférieure à la largeur du canal.

Nous avons ainsi pu étudier les principales propriétés de la résistance de "fente" en particulier en fonction de N nombre d'ions arrivés à la surface de l'échantillon.

#### 3 - 1 - 3 - 1. température critique Tcf

Le but principal de cette étude est de déterminer la dose d'usinage permettant d'avoir une température critique de la fente ayant une valeur commode (bien inférieure à la température critique Tc des microponts).

La courbe Tcf = f (N), établie avec des fentes de longueur 0,6 µ et de largeur 250 µ (masque 1, figure 4 c), est montrée figure 7a. La température critique descend très rapidement jusqu'à 2,5 °K environ puis ensuite décroît lentement.

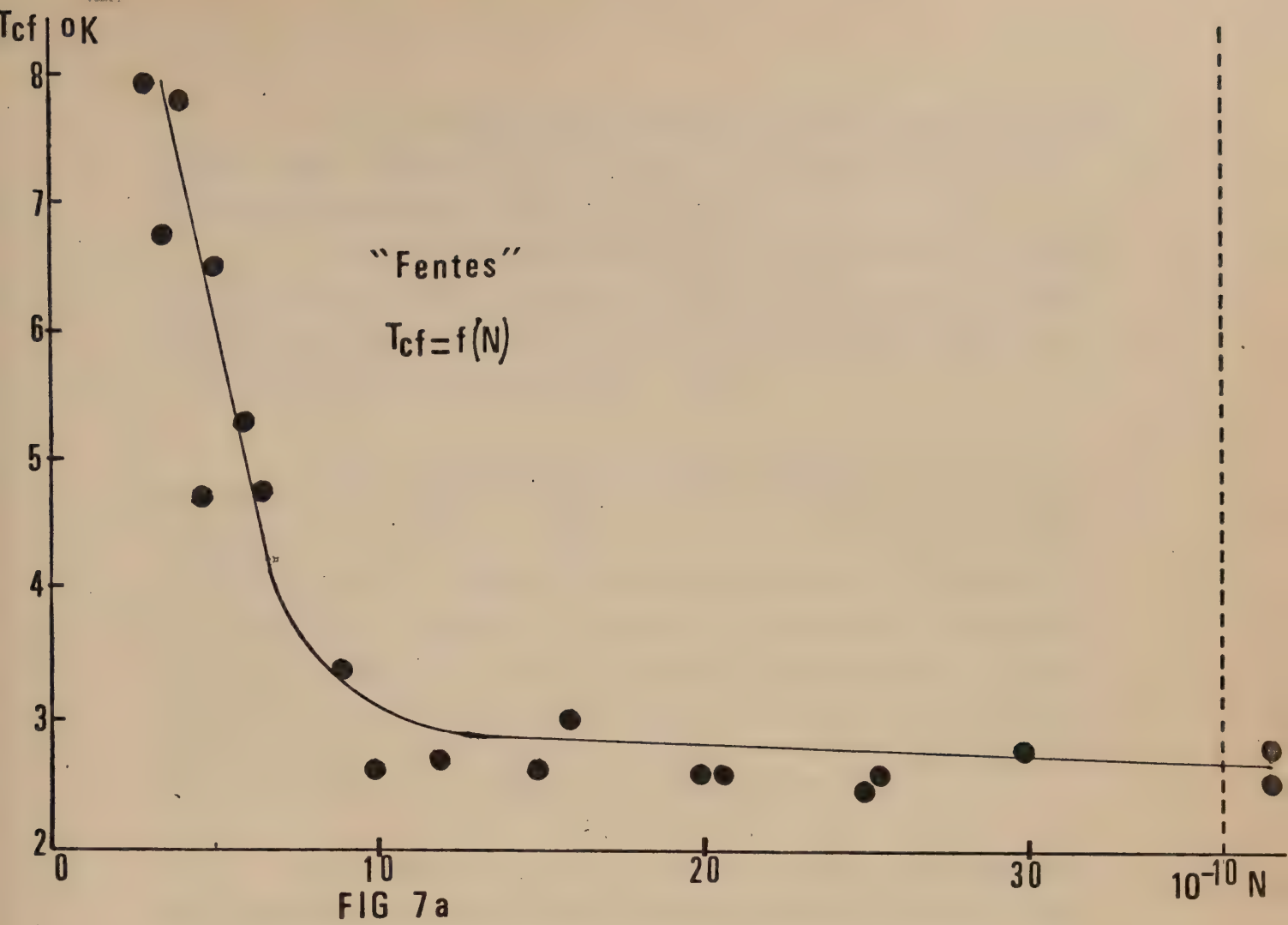

Tcf oK
8
7
6
5
4
3
2
"Fentes"
Tcf = f(N)
0
10
20
30
10⁻¹⁰ N

FIG 7a

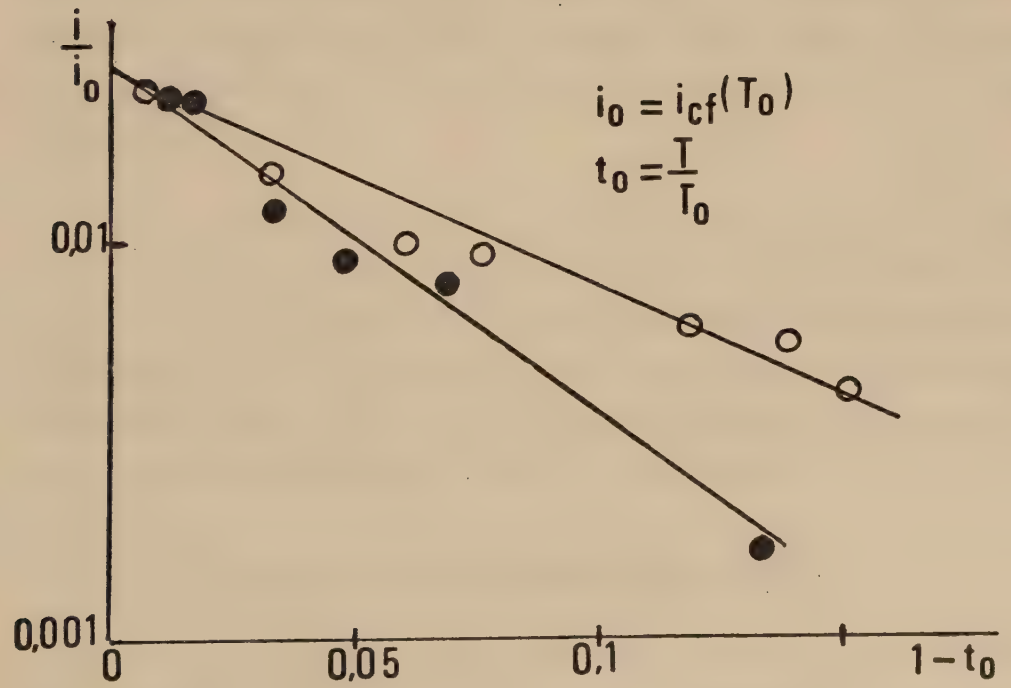

i/i₀
0,01
0,001
0
0,05
0,1
1−t₀
i₀ = i_cf(T₀)
t₀ = T/T₀

FIG 7b

La ligne en pointillés correspond à la dose théorique d'usinage total. On peut constater que Tc ne diminue pas au-delà de cette ligne. Cette supraconductivité résiduelle s'explique :

a) par la présence d'atomes de niobium implantés dans le substrat au cours de chocs avec les ions argon et, au moins pour des doses légèrement supérieures à celles de l'usinage total par la présence de grains polycristallins incomplètement usinés.

b) par l'existence d'un effet de proximité entre les deux moitiés du film de part et d'autre de la fente. La température critique mesurée Tcf est relevée par rapport à la valeur qu'elle aurait si la fente était isolée. A typiquement quelques dixièmes de °K en-dessous de la température critique Tcf la fente est au-dessus de la température critique intrinsèque Tcf. Elle est maintenue supraconductrice par effet de proximité : des paires de COOPER peuvent passer entre les deux moitiés de film à travers la fente même si celle-ci est normale (phénomène analogue à celui des ponts de NOTARYS-MERCEREAU voir III - 1).

Nous sommes alors dans le cas des jonctions supraconducteur-métal normal-supraconducteur (SNS) étudiées par CLARKE (53) dans la limite sale (libre parcours moyen faible devant les dimensions de la zone normale) et BARDEEN et JOHNSON (33) dans le cas inverse. La dépendance du courant critique est alors respectivement en exp ($A\sqrt{t}$) ou exp ($AT$) (voir III - 4).

La figure 7 b montre une variation sensiblement exponentielle du courant critique près de Tcf. Cependant les difficultés de stabilisation de température T dans cette zone peuvent donner de grosses incertitudes sur T et ne permettent pas de distinguer laquelle des deux dépendances est la meilleure (en théorie on devrait trouver exp ($A\sqrt{T}$) car nous sommes certainement dans la limite sale).

### 3 - 1 - 3 - 2. résistance normale $R_{nf}$

$R_{nf}$ résistance normale de la fente juste après transition, augmente d'abord à peu près linéairement en fonction de N puis présente une saturation dont le début correspond à une résistance par unité de surface de 80 $\Omega$ environ. $R_{nf}$ augmente ensuite très lentement lorsque l'usinage

est poursuivi (on voit donc que la façon la plus efficace d'augmenter $R_{nf}$ est de modifier en conséquence la forme de la fente).

Au début de l'usinage le bombardement :

a) implante des ions argon dans le niobium. La pénétration moyenne d'un ion argon d'énergie 90 keV dans le niobium est d'environ 500 Å ; le niobium est donc complètement traversé.

b) crée des dislocations dans le réseau cristallin.

c) amincit le canal.

Ces trois effets conjugués expliquent l'augmentation de $R_{nf}$ en début d'usinage. La saturation apparait lorsque l'usinage est total. La résistance résiduelle est due à la couche conductrice formée d'atomes de niobium implantés ou de grains incomplètement usinés. Il est alors préférable d'utiliser une résistance par unité de surface car il est difficile de préciser l'épaisseur de cette couche. Il faudrait alors augmenter considérablement la dose d'usinage pour la supprimer.

La saturation commence à apparaître en moyenne pour une durée d'usinage typique d'environ 30 mn soit, avec une densité ionique de 30 $\mu$A/cm2, une dose de $3,4 \times 10^{17}$ ions/cm$^2$. Cette valeur confirme approximativement les prédictions théoriques du taux de pulvérisation cathodique S (voir II - 1).

3 - 2 La résistance du substrat (chrome)

Certains microponts ont été réalisés sur un substrat formé d'une couche de chrome d'environ 100 Å évaporée sur du verre.

Le chrone utilisé est résistif. Vers 8-9 °K sa résistance par unité de surface est typiquement

$$R_{\square\, cr} \simeq 10\,\Omega$$

La résistance du niobium des films est dans les mêmes conditions $R_{\square} \simeq 2,4\,\Omega$, celle des ponts (voir III - 5) $R_{\square} \simeq 10\,\Omega$.

La résistance de l'ensemble pont-substrat est donc environ la moitié de celle du pont.

En fait, la plupart des ponts réalisés sur chrome ont des résistances de "fentes" (voir plus haut) bien inférieures à celles du pont et du substrat. L'effet de shunt par le substrat a donc joué un rôle secondaire.

Par contre, le chrome semble avoir un effet (voir III - 6) sur les propriétés supraconductrices du pont.

## TEMPERATURE CRITIQUE ET IMPLANTATION DANS LES MICROPONTS

### 4 - 1 - Introduction

Expérimentalement les températures critiques mesurées Tc de nos microponts se situent entre 5 et 6 °K. L'abaissement par rapport au Tc du film avant bombardement est donc d'environ 3 °K.

Des effets de fluctuations observés dans des supraconducteurs de petites dimensions peuvent conduire à des affaiblissements de température critique. Mais cette variation est généralement très faible. Une estimation approximative donne dans notre cas $\Delta Tc \simeq 10^{-3}$ °K (3). Les fluctuations ne jouent donc aucun rôle.

Cependant, LAIBOWITZ (27) et HOLDEMANN et PETERS (28) ont signalé des affaiblissements de température critique importants ($\Delta Tc \simeq 2$ °K) pour des ponts en niobium de dimensions sensiblement comparables aux nôtres et obtenus par des techniques de photomasquage (voir III - 1) où, en principe, Tc ne doit pas être modifiée. Il ne semble pas que, comme le suggèrent HOLDEMANN et PETERS (28) la cause de $\Delta Tc$ soit un effet de proximité entre la couche d'oxyde superficielle et le reste du pont car l'épaisseur de cette couche d'oxyde est au maximum de quelques centaines d'Å (10) alors que la largeur du pont est de 7000 Å.* D'autre part, les résultats publiés par LAIBOWITZ (27) montrent que les températures critiques de ponts de dimensions à peu près semblables varient de 8,3 °K à 6,7 °K. La cause de $\Delta Tc$ semble donc être peu reproductible et est peut-être liée à des contraintes mécaniques ou à des échauffements lors du processus de fabrication (28).

Notre technique de fabrication n'entraîne pas de déformations mécaniques. D'autre part, on peut montrer (voir par exemple (11)) que l'échauffement lors de l'usinage est négligeable et ne peut affecter sensiblement la température critique du niobium. La seule cause directe d'affaiblissement de Tc est donc une lente implantation d'ions argon dans le micropont en cours d'usinage. Une autre cause, qui semble moins importante, est l'implantation dans le micropont, à la suite de chocs avec des ions argon, d'atomes d'oxygène adsorbés en surface.

*d'autre part, la perturbation causée par l'effet de proximité s'étend sur des longueurs de l'ordre de $\xi$ soit typiquement 100 à 200 Å

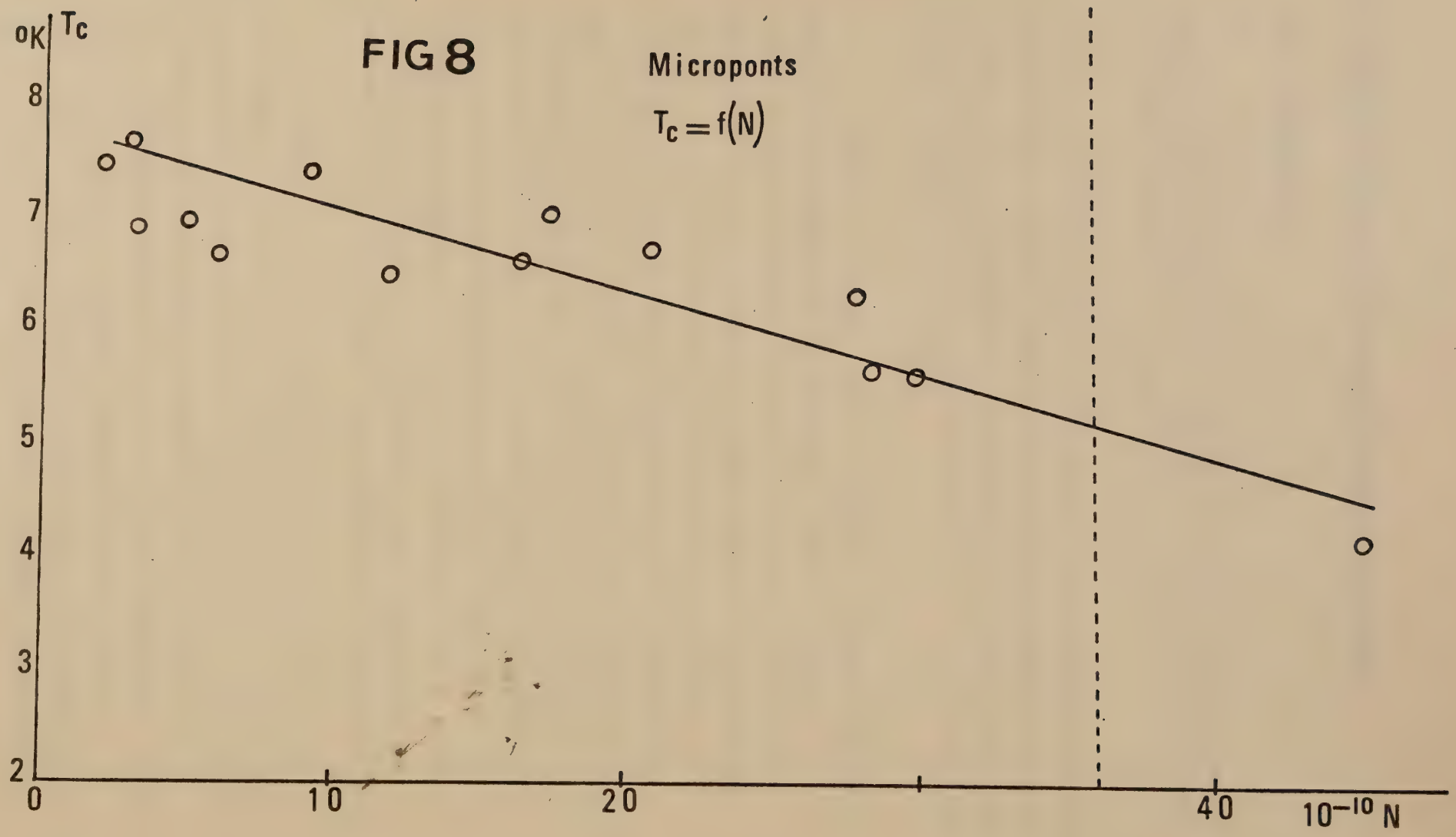


FIG 8
Microponts
$T_c = f(N)$
$^oK$ $T_c$
8
7
6
5
4
3
2
0
10
20
40
$10^{-10}$ N

4 - 2 Etude expérimentale

Expérimentalement, on peut mesurer Tc en observant la disparition du courant critique avec une résolution de l'ordre du $\mu$A ou en étudiant la transition résistive du micropont et en prenant pour Tc la température correspondant à $\frac{R_N}{2}$, où $R_N$ est la résistance du pont à l'état normal.

Cette dernière méthode est plus précise : on effectue un balayage lent en température et dans les deux sens autour de la température critique et on enregistre sur une table traçante la résistance du pont en fonction de la température. Les balayages dans chaque sens donnent deux valeurs encadrant Tc. Si la vitesse est suffisamment lente l'écart entre ces deux températures est faible. On assimile alors Tc à leur valeur moyenne.

La précision relative est de l'ordre de $10^{-2}$ °K, lorsque l'on mesure des écarts de température. La précision absolue est moins bonne (quelques $10^{-2}$ °K).

Dans le cas d'un film de 500 Å la figure 8 montre la décroissance de Tc pour un micropont en fonction du nombre N d'ions incidents sur l'échantillon (la ligne pointillée correspond à l'usinage théorique total de la zone bombardée). Cette étude a été menée au début de l'utilisation de la méthode d'usinage ionique avec un masque de type 1 de la figure 4c. Les microponts fabriqués ultérieurement avec d'autres masques n'ont pas été étudiés aussi systématiquement mais présentent des résultats analogues (voir 4 - 4 - 3).

On constate une dépendance grossièrement linéaire, ce qui prouve nettement que Tc est directement fonction de la dose d'usinage.

Les résultats de cette étude préliminaire ont alors été utilisés pour prévoir approximativement la température critique d'un micropont avant sa fabrication. En particulier, un temps d'usinage de 30 mn dans des conditions typiques donne un Tc compris entre 5 et 6 °K et une "fente" (voir III - 3 - 1) suffisamment résistive pour ne pas être gênante. On peut ainsi étudier le micropont dans des conditions

satisfaisantes à 4,2 °K ce qui est un gros avantage.

Une étude analogue menée sur des films d'épaisseur 200 Å a montré une décroissance de Tc beaucoup plus rapide. L'explication la plus vraisemblable de ce changement de comportement est liée à la différence de structure entre des films de 500 Å et de 200 Å. (on se rapproche de la "structure d'ilôts" lorsque l'épaisseur diminue).

4 - 3 Cause de l'implantation dans le micropont

La résolution de l'appareil à usinage ionique est d'environ 0,1 à 0,2 $\mu$ . Elle n'est pas négligeable devant les dimensions typiques d'un micropont (0,6 $\mu$ ).

Par suite des aberrations de l'optique ionique, et de la diffusion du faisceau, la zone du micropont est légèrement bombardée.

L'implantation dans le pont peut aussi avoir pour origine un défaut de mise au point dû à une valeur de la tension de post-accélération non optimale. En effet, le réglage de la haute tension se fait à $\pm$ 50 V près. Cette cause d'implantation n'est pas systématique mais peut expliquer certains affaiblissements de température critique anormalement importants. Nous n'étudierons ici plus en détail que les causes systématiques.

4 - 3 - 1. les aberrations optiques

Un système optique n'est jamais parfait en pratique. Les formules théoriques classiques ne sont valables que dans l'approximation de GAUSS : faisceau de faible ouverture et trajectoires optiques s'écartent peu des axes principaux. Lorsque ces conditions ne sont pas remplies, intervient l'aberration de sphéricité : la convergence d'une lentille augmente lorsqu'on s'éloigne de son axe principal.

On peut appliquer ce raisonnement à la lentille réductrice : un ion de trajectoire éloignée de l'axe optique ira converger plus près de la lentille qu'un ion proche de l'axe. Le diaphragme (5c de la fig. 1)

de diamètre 750 µ limite l'écartement des rayons.

On peut raisonnablement estimer, compte tenu des ordres de grandeur typiques, qu'une frange de quelques dixièmes de µ bordant les zones usinées peut reçevoir des ions argon. Il est cependant difficile de préciser cette estimation et de donner une valeur de la dose implantée dans le micropont par ce phénomène.

L'aberration chromatique intervient aussi en cours d'usinage : lorsque des ions d'un même faisceau ont des vitesses différentes leurs trajectoires sont distinctes. La dispersion en vitesse a principalement pour origine la source d'ions (voir plus loin d'autres causes). Son ordre de grandeur est $10^{-3}$ (voir II - 2).

4 - 3 - 2 la diffusion du faisceau

Le vide en cours d'usinage étant de 1 à 2 x $10^{-6}$ Torr, la diffusion du faisceau par l'atmosphère résiduelle est négligeable.

Il peut cependant y avoir une autre cause de diffusion. En effet, d'une façon générale, un ion frappant une surface sous une incidence rasante peut subir une sorte de "réflexion" après laquelle sa direction et sa vitesse sont modifiées. Un tel phénomène se produit dans l'appareil partout où le faisceau est proche d'une surface métallique : au niveau des diaphragmes et surtout des tranchants des lames de rasoir des masques (voir II - 3). Par le jeu des aberrations chromatique et de sphéricité de la lentille réductrice on obtient alors une cause supplémentaire d'implantation dans le micropont.

4 - 4 Discussion

4 - 4 - 1. dose implantée dans les ponts

Les conclusions d'une autre étude, menée par P. CROZAT ((71) et résultats non publiés) en collaboration avec l'équipe de l'implanteur de la Faculté d'Orsay, sur l'implantation dans des films de niobium indiquent que l'affaiblissement de température critique observé varie ap-

proximativement comme la racine carrée de la densité de défauts créés (produit de l'énergie des ions incidents par leur densité).

Une extrapolation à partie de ces données expérimentales montre qu'une dose d'ions argon d'environ $10^{16}$ ions/cm2 donne un affaiblissement de Tc comparable à celui observé dans les microponts. Ceci est approximativement confirmé par une étude directe sur un de nos échantillons en utilisant l'appareil à usinage ionique avec le champ maximal pour implanter sur toute la largeur d'un canal.

La même extrapolation concernant la résistivité permet de retrouver avec une dose d'ions argon de $10^{16}$ ions/cm2 l'ordre de grandeur typique des résistivités des microponts (40 à 50 $\mu\Omega$.cm voir III -5). L'implantation d'ions argon explique donc de façon acceptable les propriétés des microponts. L'implantation d'oxygène à la suite de chocs avec des ions argon doit donc jouer un rôle relativement secondaire.

Une dose de $10^{16}$ ions/cm2 pour une durée typique d'usinage de 30 mn correspond à une densité moyenne d'environ $5,5 \times 10^{12}$ ions/cm2 x s soit environ 3 % de la densité ionique sur les doses usinées. Si l'on suppose une répartition uniforme dans l'épaisseur du pont, la concentration d'atomes d'argon est d'environ 4 % du nombre d'atomes. En fait, ceci n'est qu'un valeur moyenne car la théorie de l'implantation montre que la concentration est maximale à environ 500 Å de profondeur.

4 - 4 - 2. interprétation

Des doses d'impuretés comparables aux nôtres mais introduites directement lors de la fabrication des films (46) (47) donnent des diminutions de température critique beaucoup plus faibles. Nos résultats mettent donc en évidence l'influence des dislocations du réseau cristallin créés par les ions argon en se ralentissant. La variation de température critique est donc due à la fois aux impuretés (atomes d'argon implantés) et aux dislocations du réseau. Alors que la concentration de dislocation doit être maximale au voisinage de la surface, celle des atomes d'argon doit être maximale à environ 500 Å (voir plus haut).

L'argon étant inerte, il ne peut former de composés chimiques

avec le niobium ; la modification de Tc n'a donc que des causes "électroniques".

Il n'existe pas de théories générales satisfaisantes pour expliquer les variations de température critique par implantation dans les supraconducteurs. La supraconductivité du niobium s'interprète par la théorie du "couplage fort". Mc MILLAN (60) a alors montré que la température critique Tc dans ce cas est reliée directement à la constante de couplage électron$_s$-phonons $\lambda$ dont l'expression fait intervenir N (o) densité d'états électroniques au niveau de FERMI et au dénominateur $\langle \omega^2 \rangle$ moyenne du carré de la fréquence de phonons. Si $\lambda$ diminue, Tc diminue.

Dans le cas d'un film désordonné, où le libre parcours moyen électronique est faible, ces paramètres et surtout N (o) peuvent être modifiés ((9) et III -2). Un libre parcours moyen électronique suffisamment faible entraîne une incertitude sur la position du niveau de FERMI. Celui-ci dans le niobium (ou dans le tantale et le vanadium) correspond à un pic de la densité d'états. N (o), valeur dans un film pur, se trouve remplacé par une valeur moyenne $\langle N (o) \rangle$ qui sera nécessairement plus faible. Par contre, pour d'autres métaux (molybdène, rhénium, tungstène) le niveau de FERMI à l'état pur se trouve près d'un minimum de la densité d'états. N(o) sera donc augmenté dans le métal impur. Or en films minces désordonnés (9) le niobium et le tantale ont des Tc inférieurs à ceux du métal massif alors que le molybdène et le tungstène ont des Tc supérieurs. D'autre part, la température critique d'un film de molybdène a pu être relevée par implantation (56). Ces résultats suggèrent donc que N (o) est le facteur déterminant pour Tc. (En fait, dans un film $\langle \omega^2 \rangle$ diminue, cependant pour le cas du niobium le numérateur, lié à N (o), de la constante de couplage $\lambda$ diminue plus vite que le dénominateur lié à $\langle \omega^2 \rangle$. $\lambda$ et donc Tc diminue).

Ce phénomène ne fait intervenir que la limitation du libre parcours moyen. Celle-ci peut avoir pour origine soit une structure désordonnée du film (joints de grains polycristallins, impuretés) ou soit des dislocations et défauts introduits par une implantation. En particulier, la discussion ci-dessus peut s'appliquer à nos films avant bombardement (voir III - 2).

L'implantation ne modifie pas sensiblement la teille des grains polycristallins. Le libre parcours moyen dans les ponts étant probablement de l'ordre de 10 à 20 Å (voir III - 5), les joints de grains espacés de 100 à 200 Å ne jouent aucun rôle dans la modification de la température critique des ponts.

4 - 4 - 3. Températures critiques mesurées et intrinsèques

La différence de température critique entre un pont typique et le canal adjacent est d'environ 3 °K.

Dans ces conditions on peut s'attendre à l'existence d'un effet de proximité qui releverait la température critique du pont au-dessus de sa valeur s'il était isolé (voir III - 1 (32)).

On peut mettre en évidence un tel effet en étudiant la variation du courant critique Ic avec la température ; on distingue alors une zone de variation "intrinsèque" (qui peut être, entre autres, linéaire, en $(1 - \frac{T}{Tc})^{3/2}$ ou en $(1 - \frac{T2}{Tc})^{3/2}$, voir III - 5) dont l'extrapolation à Ic = 0 donne une température critique T'c dite température critique intrinsèque et dont la valeur est inférieure à Tc mesurée de quelques dixièmes de °K généralement. La variation de Ic entre T'c et Tc est alors en exp (T) ou exp ($\sqrt{T}$) (voir III-5).

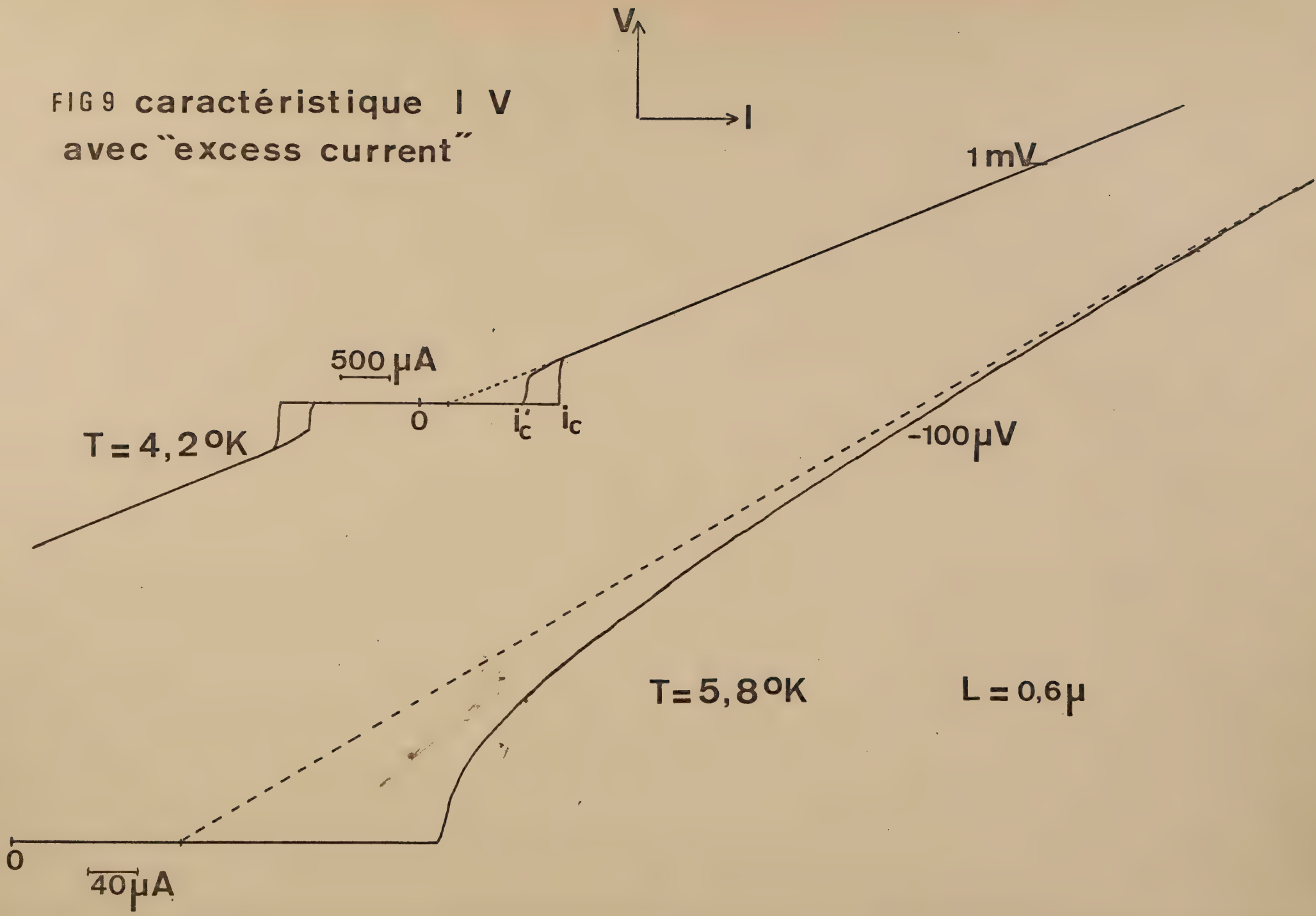
Au chapitre III - 5, nous étudions de façon précise la courbe Ic = f (T) pour de nombreux ponts de longueur comprise entre 0,6 $\mu$ et 8 $\mu$ . La variation a toujours la même allure : une zone sensiblement linéaire aux basses températures puis une variation plus lente entre Tc - 0,5 °K et Tc. Une telle dépendance suggère l'existence d'un effet de proximité avec une variation intrinsèque linéaire. Cependant cette hypothèse semble fortement improbable pour des ponts de 8 $\mu$ de long ; NOTARYS et MERCEREAU (32) signalent la disparition de tout effet de proximité pour des ponts de longueurs supérieures à 1 $\mu$ , ce qui est déjà bien au-delà des limites théoriques (53). En fait, nos courbes expérimentales peuvent correspondre de façon assez satisfaisante avec une loi sensiblement en $(1 - \frac{T2}{Tc2})^{3/2}$ qui reflète l'affaiblissement du gap supraconducteur par le courant et qui ne nécessite pas l'intervention d'effet de proximité, au moins

pour les ponts longs ( $l \geq 4\ \mu$ ).

L'effet de proximité, en prenant cette dernière loi comme variation intrinsèque se manifeste probablement pour des ponts courts ( $l \leq 1\ \mu$ ) mais son influence sur Tc est alors très faible (voir III - 5).

Les résultats exposés dans le chapitre 4 ont été établis en confondant T'c et Tc. En fait, par exemple, dans la figure 8, il aurait fallu porter T'c = f (N) mais compte tenu du faible écart entre Tc et T'c et des imprécisions sur N, une telle correction n'est pas significative.

FIG 9 caractéristique I V
avec "excess current"



## III - 5. CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION ET COURANT CRITIQUE.

Dans ce chapitre nous analysons successivement :
- la forme générale de la caractéristique courant tension,
- la dépendance du courant critique avec la température,
- l'hystérésis de la caractéristique,
- l'influence d'un champ magnétique perpendiculaire .

### 5 - 1. Forme générale de la caractéristique

La figure 9 montre la forme de deux caractéristiques courant-tension (I-V) de microponts.

La résistivité $\rho_n$ à l'état normal, déduite de la pente de la caractéristique courant-tension est de 40 à 50 $\mu\Omega$-cm. Pour un pont de 0,6 $\mu$ x 0,6 $\mu$ il lui correspond une résistance d'une dizaine d'$\Omega$. Cette mesure a été faite sur le type de ponts réalisés avec un masque permettant d'obtenir une forte résistance de "fente" (voir III.3). Elle est confirmée par une étude directe de l'implantation d'ions argon dans le niobium menée par P. CROZAT et qui montre que la dose d'ions argon implantés dans le pont est d'environ $10^{16}$ ions/cm$^2$ (cette implantation est aussi responsable de l'affaiblissement de $T_c$ des microponts; voir III.4).

L'allure de la caractéristique vérifie approximativement les résultats du modèle équivalent de STEWART et M$^c$ CUMBER [36] utilisé pour représenter les propriétés des jonctions Josephson, des contacts ponctuels et dans certains cas [21] des microponts. Dans ce modèle, une jonction réelle est représentée par un circuit équivalent comprenant un élément Josephson idéal shunté par une résistance R (égale pour les microponts à la résistance à l'état normal $R_N$) et par une capacité C.

Les microponts contrairement aux jonctions tunnel ou aux contacts à pointe ont une structure géométrique peu favorable à l'existence d'une forte capacité C. En fait C provient des films adjacents au pont et son ordre de grandeur est quelques pF. D'autre part, pour nos microponts le

modèle de Mc CUMBER ne constitue qu'une première approche (voir au § 5.4. la discussion sur l'hystérésis).

En effet, nous mettons en évidence expérimentalement l'existence d'un excès de courant ("excess-current") : aux fortes tensions (quelques centaines de μV), la caractéristique I-V n'est pas confondue avec la droite $I = \frac{V}{R}$ mais s'en écarte d'une quantité constante appelée "excess-current". Expérimentalement les valeurs trouvées sont de 0,2 à 0,3 $I_c$. Cet "excess current" ne peut pas être interprété par le modèle de Mc CUMBER. Il est par contre, une conséquence de la théorie du glissement de phase (RIEGER et al [40] et annexe II) dont l'excès de courant vaut $\frac{I_c}{2}$. Il traduit la dissipation intrinsèque du phénomène. Le glissement de phase est en effet une oscillation de relaxation au cours de laquelle l'amplitude du paramètre d'ordre supraconducteur croît de zéro à sa valeur maximum puis s'annule en un temps très court (négligeable devant la période) puis augmente à nouveau etc... A chaque oscillation une petite quantité d'énergie de condensation est perdue.

Plus récemment LIKHAREV et YAKOBSON ([35] , annexe II) ont généralisé ce résultat dans le cas de ponts où la zone de supraconductivité affaiblie est bien délimitée et où le courant traversant le pont n'affecte pas de façon sensible le paramètre d'ordre des films adjacents (ils considèrent des ponts à "épaisseur variable"). Lorsque l'annulation du paramètre d'ordre se fait en un temps non négligeable devant la période d'oscillation, ils trouvent un excès de courant variable suivant la longueur du pont et lié à la disparition de l'interférence dans le pont des paramètres d'ordre des deux moitiés de film. Leurs calculs donnent pour une longueur L = 10 $\xi$ (soit transposée dans notre cas, L = 0,1 μ) un "excess-current" faible de l'ordre de 0,2 $I_c$ comparable avec nos résultats.

L'auto-échauffement, étudié par SKOCPOL et al [24] , peut aussi donner aux fortes tensions des caractéristiques I-V sensiblement rectilignes et dont l'extrapolation à V = 0 donne un certain courant d'excès. Ce phénomène, dont les manifestations expérimentales sont comparables aux modèles précédents, est de nature totalement différente. SKOCPOL et al ont montré que l'autoéchauffement dans un pont peut se traduire par l'apparition de "points chauds" ("hot spots"), zones normales dont la température est supérieure à la température critique du pont. La tension V aux bornes du pont est liée à la résistance du point chaud. Lors-

que le courant dans le pont et donc la dissipation thermique augmentent, la taille et par suite la résistance du point chaud croissent. On obtient ainsi la caractéristique I-V. Aux fortes tensions, elle est rectiligne et n'est pas confondue ni même parallèle à la droite $I = \frac{V}{R}$ .

Nous n'avons pas fait de comparaison qualitative avec cette théorie car elle fait intervenir des grandeurs dont on ne connaît qu'un ordre de grandeur (coefficient d'échange thermique du substrat etc...). On peut signaler cependant que pour des tensions de l'ordre de quelques mV les caractéristiques I-V ne sont plus rectilignes mais se "relèvent". Ce phénomène, déjà observé [21] , est dû à l'échauffement. Cependant "l'excess-current" est observé pour des tensions où les phénomènes liés à l'autoéchauffement doivent jouer un rôle secondaire. Nous pensons donc qu'il est dû au mécanisme de l'oscillation de type Josephson.

Enfin GUTHMANN et al [26] ont signalé l'apparition d'un "plateau" à courant constant interprété par un régime de passage de vortex. Nous n'avons pas observé ce phénomène.

## 5 - 2. Etude du courant critique et de sa dépendance avec la température.

L'étude du courant critique $I_c$ et en particulier de sa variation $I_c = f(T)$ avec la température est un des modes importants de caractérisation des microponts. Dans certains cas elle permet de préciser le mécanisme responsable de l'effet de type Josephson.

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord les différentes dépendances trouvées dans la littérature et nous les comparons à nos résultatz expérimentaux.

### 5 - 2 - 1. Les dépendances trouvées dans la littérature.

#### 5 - 2 - 1 - 1. Les dépendances "classiques"

Il existe deux façons de détruire par un courant la supraconductivité dans un micropont :

a) si le champ magnétique créé par le courant atteint au bord du pont la valeur du champ critique $H_c$ ou $H_{c1}$ pour des supraconducteurs de première ou deuxième espèce respectivement (En fait compte tenu des faibles libres parcours moyens électroniques, la plupart des matériaux des ponts ont un comportement de deuxième espèce [41] ).Il y a, si les dimensions

sont suffisantes, pénétration de "vortex" qui se déplacent dans le pont perpendiculairement aux lignes de courant. Une tension apparaît alors aux bornes du pont.

LIKHAREV ([41], annexe II) a montré que la dépendence du courant critique avec la température est alors linéaire.

b) si le courant est tel que la vitesse des paires de Cooper dépasse une certaine vitesse critique $v_c$, les paires se brisent et la supraconductivité disparaît. En fait ce phénomène intervient lorsque la formation de vortex n'est pas possible c'est-à-dire pratiquement lorsque l'une des dimensions du pont est inférieure à $\xi(t)$, longueur de cohérence de GINZBURG-LANDAU, qui est la dimension minimale d'un vortex.

Suivant les dimensions on distingue plusieurs cas (voir annexe II)

- $W \ll \xi$ ; $L \gg \xi$

Le courant critique est donné par la rupture des paires de COOPER. En accord avec un modèle à deux fluides et la théorie de GINZBURG-LANDAU la dépendance du courant critique est en $(1-t^2)^{3/2}$ $(1+t^2)^{1/2}$ soit $(1-t)^{3/2}$ près de $T_c$ ($t = \frac{T}{T_c}$). Elle est identique à celle d'un supraconducteur massif ("bulklike behaviour").

Un effet Josephson alternatif peut être observé par glissement de phase.

- $W \ll \xi$ , $L \gg \xi$

Nous sommes dans le domaine étudié entre autres par GREGERS HANSEN et al [21] (voir aussi ASLAMASOV et LARKIN [73]). Le comportement est alors voisin d'une jonction tunnel Josephson. Le courant critique est nettement supérieur à la valeur "intrinsèque" correspondant à la rupture de paires. En effet comme les dimensions du pont sont faibles, il existe aux forts courants un effet de proximité crée par les deux moitiés de film adjacentes et qui maintient le pont supraconducteur au-delà de son courant critique intrinsèque [31].

La dépendance du courant critique est alors linéaire. LIKHAREV [41] a montré que son expression mathématique est identique à celle correspondant au déplacement de vortex (voir a)). Cependant les deux modèles font intervenir des concepts physiques différents et dans le cas du mouvement de vortex le courant critique est inférieur au courant critique dû à la rupture de paires

- $W \gg \xi$ $L \ll \xi$

Ce type de structure n'a pas été étudié ni expérimentalement ni théoriquement.

5 - 2 - 1 - 2. autres dépendances

a) une variation en $(1-t)^{\alpha}$ avec $1 < \alpha < 1,5$ a été signalée par JAHN et KAO [25] . Elle correspond à un cas intermédiaire entre le comportement de type jonction Josephson ($\alpha = 1$) et le comportement de type "massif" ($\alpha = 1,5$). D'après CHRISTIANSEN et al [30] , $\alpha$ dépend de la forme de variation du paramètre d'ordre supraconducteur lorsque l'on passe du pont au film. Une variation abrupte donne $\alpha = 1$, le contraire $\alpha = 1,5$ et le cas intermédiaire $1 < \alpha < 1,5$.

On peut avoir passage d'une variation à l'autre lorsque la température varie : $\alpha = 1$ près de $T_c$, $\alpha = 1,5$ loin de $T_c$ (du SONG [64] ) ou l'inverse [26] .

b) une variation différente est obtenue à partir du comportement de type massif si l'on tient compte de la modification du gap supraconducteur avec le courant [64] [65] .

La dépendance est alors sensiblement en $(1-t^2)^{3/2}$, ce qui, près de $T_c$, donne $(1-t)^{3/2}$.

c) une variation en $(1-t)^2$ près de $T_c$ a été observée dans certains cas :

- ponts de grandes dimensions de DAYEM et WIEGAND [19] .
- certains ponts de NOTARYS et MERCEREAU à effet de proximité [32] [61] .

L'explication théorique n'est pas connue.

d) en résolvant analytiquement les équations de GINZBURG-LANDAU indépendantes du temps et pour une géométrie particulière de pont, VOLKOV [74] a trouvé près de $T_c$ une dépendance en $\frac{T_c + T}{\log(T_c - T)}$, qui a été observée expérimentalement [22] .

5 - 2 - 1 - 3. Effet de proximité

D'une façon générale, un effet de proximité se manifeste lorsque le pont est "intrinsèquement" dans l'état normal et que les deux moitiés de films adjacentes sont supraconductrices. Nous avons signalé plus haut une forme de cet effet, lorsque la destruction de la supraconductivité dans le pont est liée au passage d'un courant.

Le même phénomène intervient si les températures critiques des matériaux du pont et du film sont nettement différentes. Au-dessus de sa température critique intrinsèque le pont est maintenu supraconducteur jusqu'à sa température critique mesurée $T_c$.

Au-dessus de $T'_c$ la dépendance en température du courant critique est alors exponentielle. Elle est en exp (T) (BARDEEN et JOHNSON [33]) si le matériau du pont est pur*, ou en exp $(\sqrt{T})$ dans le cas contraire (CLARKE [53] , [54] [55] [56] voir plus loin).

Une étude systématique du phénomène a montré [32] qu'il disparaît pour des longueurs de pont supérieures à 1 µ. Cette limite est largement supérieure aux valeurs théoriques [53] .

En-dessous de $T'_c$ la dépendance correspond à l'une de celles signalées précédemment :

$(1-t)^2$ [32] , $(1-t^2)^{3/2}$ [34] , $(1-t)^{3/2}$ [32] [56] .

5 - 2 - 2. Etude expérimentale du courant critique

5 - 2 - 2 - 1. Généralités

Le courant critique est déterminé par l'apparition d'une tension aux bornes du pont. La précision sur sa valeur est de l'ordre de 2%, sauf pour les faibles valeurs ($I_c < 5$ µA) où elle est de 5 à 10%. L'incertitude sur les mesures relatives de température peut être réduite à environ $10^{-2}$°K si l'on prend certaines précautions (faire varier les températures dans le même sens, assurer un bon contact thermique entre le micropont et le gaz d'échange.

Les dimensions de nos films (épaisseur d ≃ 500 Å, largeur W = 0,6µ) étant très inférieures à la longueur de pénétration effective du champ $\lambda_\perp$ (quelques µ) la densité de courant est sensiblement uniforme dans le pont. Sa valeur présente cependant des écarts importants d'un pont à l'autre : en général elle tend à diminuer lorsque la longueur L du pont augmente.

Si l'on prend des microponts de 0,6 µ x 0,6 µ (cas le plus fréquent avec un $T_c \simeq 5,5$°K on obtient à 4,2°K des courants critiques de 400 à 1300 µA soit des densités de $1,3 \times 10^4$ à $4 \times 10^4$ A/m$^2$, comparables aux valeurs observées par LAIBOWITZ [27] ( $0,6 \times 10^4$ A/m$^2$ à 7,5°K avec L = 0,26 µ, W = 0,35 µ et d = 1000 Å) et HOLDEMANN et PETERS [28] ( $1,3 \times 10^4$ A/m$^2$ à 4,21°K pour L = W = 0,7 µ et d = 150 Å) pour des microponts en niobium obtenus par des techniques de photomasquage (voir III.1).

* *libre parcours moyen comparable aux dimensions du micropont.*

Pour tous les ponts étudiés de largeur 0,6 μ et de longueur L comprise entre 0,6 μ et 8 μ, la courbe $I_c = f(T)$ présente toujours la même allure : une zone sensiblement linéaire jusqu'à environ $T_c - 0,5°K$ puis une variation plus lente entre $T_c - 0,5°K$ et $T_c$ (voir figures 10).

Nous allons maintenant étudier et discuter deux modèles possibles explicatifs de nos résultats.

5 - 2 - 2 - 2. Dépendance linéaire et effet de proximité

Devant l'allure de la courbe $I_c = f(T)$ on peut penser que, près de la transition, s'exerce un effet de proximité crée par les deux moitiés de film et relevant la température critique des ponts.

a) analyse de la variation "intrinsèque"

Elle est alors linéaire : son extrapolation à $I_c = 0$ fournit une valeur $T'_c$ inférieure à $T_c$ ;

Typiquement $T_c - T'_c \simeq 0,6°K$ pour L = 0,6 μ
$0,4°K$ pour L = 4 μ

Nous avons comparé nos valeurs expérimentales pour $T < T'_c$ avec une loi en $(1 - \frac{T}{T'_c})^{\alpha}$ ou $\alpha$ est déterminé par une méthode de moindre carré. Les résultats sont résumés ci-dessous pour quelques ponts :

| n° du pont | L(μ) | $\alpha$ | nombre de points | $I_{max}$ mesuré μA | écart moyen μA |
|---|---|---|---|---|---|
| 1047 n° 2 substrat :Si | 0,6 | 0,992 | 8 | 620 | 50 |
| 1078 n° 3 (Cr) | 0,6 | 1,002 | 8 | 875 | 60 |
| 1079 n° 2 (Cr) | 4 | 1,005 | 10 | 250 | 20 |

Les valeurs obtenues pour les échantillons 1079 n° 2 et 1047 n° 2 peuvent alors être retrouvées respectivement avec des lois $600\ (1 - \frac{T}{4,92})$ et $2280\ (1 - \frac{T}{5,77})$ qui donnent des écarts de quelques %.

D'après GINZBURG-LANDAU [44] on a

$$\xi(t) = 0{,}85 \frac{\sqrt{\xi_0 l}}{\sqrt{1-t}} \quad \text{(limite sale } l \ll \xi_0\text{)}$$

et [42] $\lambda_{\perp(u)} = 0{,}83 \dfrac{R_\square}{T_c - T}$ .

où $\xi_0$ est la longueur de cohérence de B.C.S. (on prend $\xi_0 \simeq 400$ Å, valeur du niobium pur [16] [17] )

le libre parcours moyen ($l \simeq$ 10 à 20 Å d'après $\rho\, l \simeq 3{,}7 \times 10^{-16}\ \Omega.m^2$ [16] et la remarque de [9] ).

$R_\square$ est la résistance normale par unité de surface du pont en $\Omega$.

A 4,2°K on peut estimer dans nos ponts

$$\xi \simeq 0{,}01\ u$$
$$\lambda_\perp \simeq 5\ \mu$$

Nous avons $\xi \ll W \leq L \leq \lambda_\perp$

Nous sommes approximativement dans les conditions du calcul de LIKHAREV ( [41] , annexe II et § 5-2-1-1 a) qui trouve une dépendance

$$I_c = \frac{c\,\phi_0\,W}{4\pi\,\lambda_\perp L} = \frac{c\,\phi_0 W}{4\pi\,\lambda_\perp(0)\,L}\left(1 - \frac{T}{Tc}\right)$$

Ce résultat est en accord avec deux observations :

- la pente de $I_c = f(T)$ a tendance à diminuer lorsque L augmente.
- les valeurs trouvées de $I_c(o)$ donnent des ordres de grandeurs vraisemblables pour $\lambda_\perp(0)$.

b) Entre les températures critiques "intrinsèque" $T'_c$ et mesurée $T_c$ le courant critique doit suivre une variation exponentielle en exp (T) [33] ou exp ( $\sqrt{T}$ ) [53] suivant la pureté du matériau du pont.

Deux difficultés se présentent :

- la différence $T'_c - T_c$ est faible comparée à d'autres résultats NOTARYS et MERCEREAU [32] trouvent $T'_c - T_c \simeq 1$°K). D'autre part, la variation de $I_c$ ne peut pas être exponentielle sur toute la gamme entre $T_c - T'_c$ car le point $I_c = 0$, $T = T_c$ n'appartient à aucune courbe exponentielle. Le changement de loi se produit à 0,1 - 0,2°K en-dessous de $T_c$ dans notre cas expérimental. La gamme d'observation de la loi exponentielle sera faible, de l'ordre de 0,3°K. Les incertitudes sur la

détermination de T sont alors particulièrement gênantes.

- entre $T_c$ et $T'_c$, les courants critiques sont faibles; les caractéristiques I-V sont alors légèrement arrondies : la transition vers l'état normal n'est pas nette et il s'ensuit une incertitude supplémentaire sur $I_c$ de l'ordre de 5 à 10%.

Dans ces conditions on trouve une dépendance approximativement exponentielle en exp (T) ou exp ($\sqrt{T}$) sur 0,1 à 0,2°K.

Compte tenu des incertitudes de mesure il est difficile de préciser la meilleure de ces deux lois (voir [56] et la note 14 de [54] ). Les théories de BARDEEN et JOHNSON [33] et de CLARKE [53] prédisent les variations suivantes :

cas pur [33] $\quad I_c \propto \exp(\gamma_1 T)$

(l supérieur aux dimensions du pont) $\quad \gamma_1 = -\dfrac{2\pi L k}{\hbar V_F}$

cas impur [53] $\quad I_c \propto \exp(\gamma_2 \sqrt{T})$

$$\gamma_2 = L \left(\frac{6\pi k}{\hbar v_F l}\right)^{1/2}$$

où l est le libre parcours moyen électronique

$v_F$ la vitesse de FERMI du matériau du pont

$\hbar = \dfrac{h}{2\pi}$ (h constante de Planck)

k constante de Boltzmann.

D'après ces formules on trouve, pour un micropont de longueur 0,6µ, $\gamma_1 \simeq 1°K^{-1}$ et $\gamma_2 \simeq 40°K^{-1/2}$. Dans ce calcul on a pris $v_F \simeq 5\times10^5$ m/s (valeur du niobium pur [59] ) et un libre parcours moyen $l \simeq 10$ Å.

Les valeurs expérimentales typiques correspondantes sont $\gamma_1 \simeq 3°K^{-1}$ et $\gamma_2 \simeq 7°K^{-1/2}$. L'ordre de grandeur est retrouvé. Mais il serait sans doute illusoire de tirer des conclusions précises d'une telle comparaison en raison des approximations assez importantes faites pour le calcul théorique (vitesse de Fermi du niobium pur, incertitude sur le libre parcours moyen). En particulier les valeurs expérimentales sembleraient indiquer que nous sommes plutôt dans la limite propre ce qui n'est évidemment pas le cas.

c) Discussion

Dans la littérature l'effet de proximité est signalé pour $L \lesssim 1\mu$. Or nous avons étudié des ponts longs et observé le type de variation précédent pour des longueurs de 8 $\mu$ (avec des $T'_c - T_c$ de quelques dizièmes de °K). Il semble fortement improbable qu'un effet de proximité se manifeste alors. Et d'autre part la similitude des variations pour des longueurs variant de 0,6 $\mu$ à 8 $\mu$ suggère que, même pour des ponts courts, il n'y a pas ou peu d'effet de proximité.

Remarque : Dans le cas impur, CLARKE [53] a montré que la diffusion de paires de Cooper dans le matériau normal (phénomène responsable de l'effet de proximité) se fait sur une longueur caractéristique

$$\xi_N(T) = \left(\frac{h\, v_F\, l}{6\pi kT}\right)^{1/2}$$

En faisant les approximations précédentes et à $T \simeq 5°K$, $\xi_N \simeq 50$ Å. La condition $L \lesssim 2\,\xi_N$ pour la manifestation de l'effet de proximité est cependant, comme le montre l'expérience [32] [54] [55] [56], beaucoup trop restrictive.

Nous avons donc cherché une autre possibilité d'interprétation de nos résultats sans faire intervenir l'effet de proximité au moins pour des ponts longs (4 à 8 $\mu$).

### 5 - 2 - 2 - 3 . Dépendance en $(1 - t^2)^{3/2}$

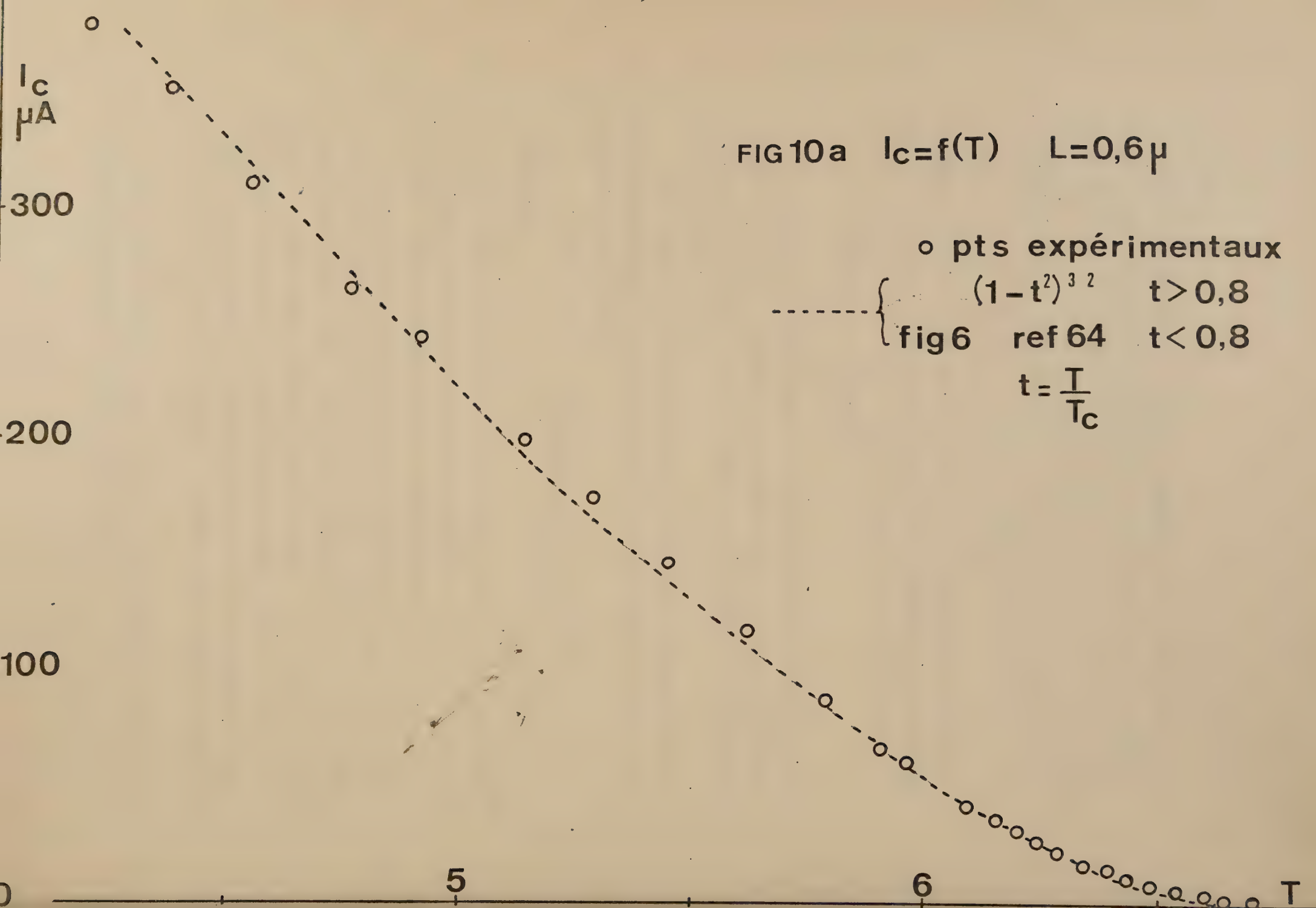
a) Résultats

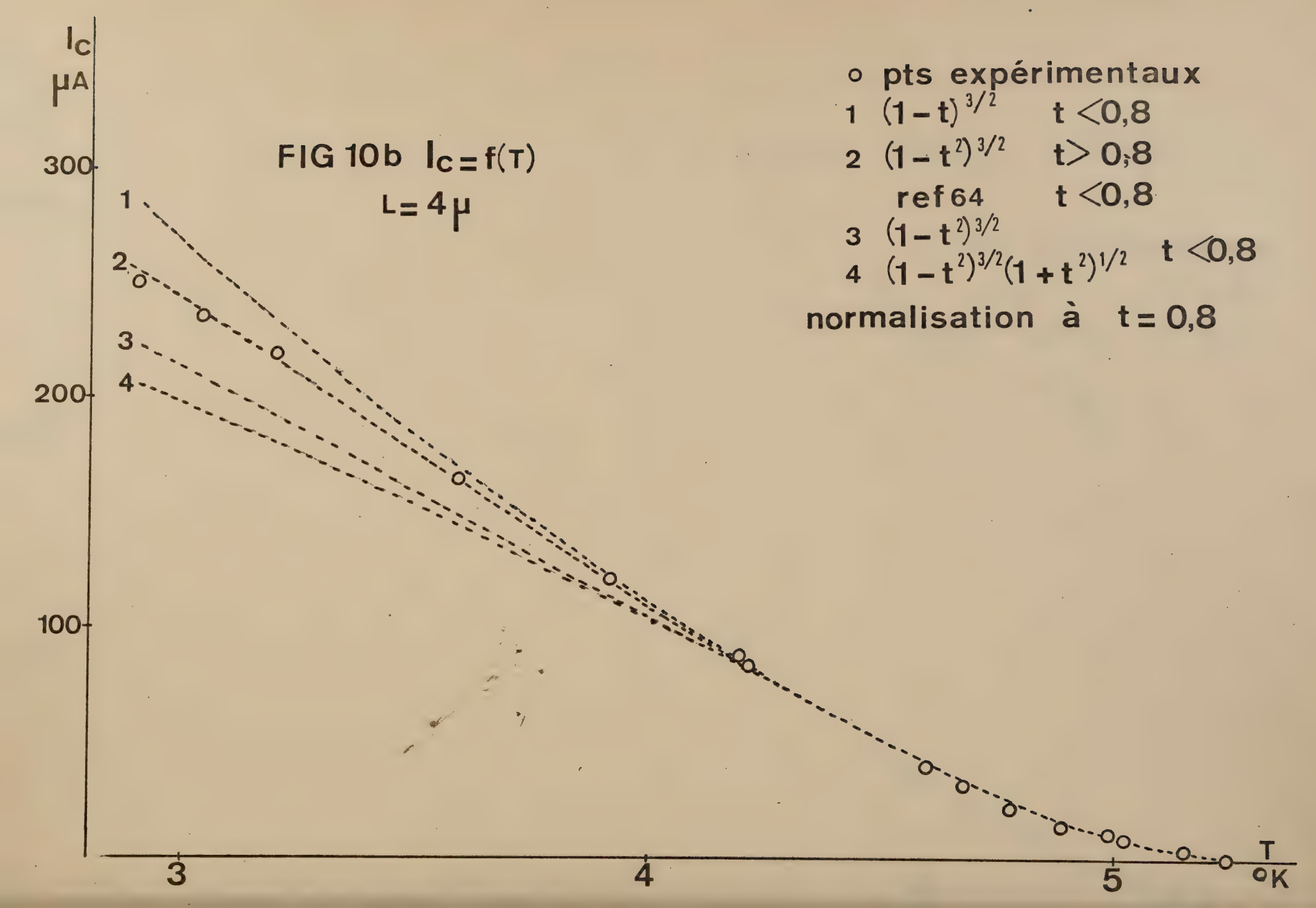
Nos résultats correspondent sensiblement à une courbe en $(1-t^2)^{3/2}$.

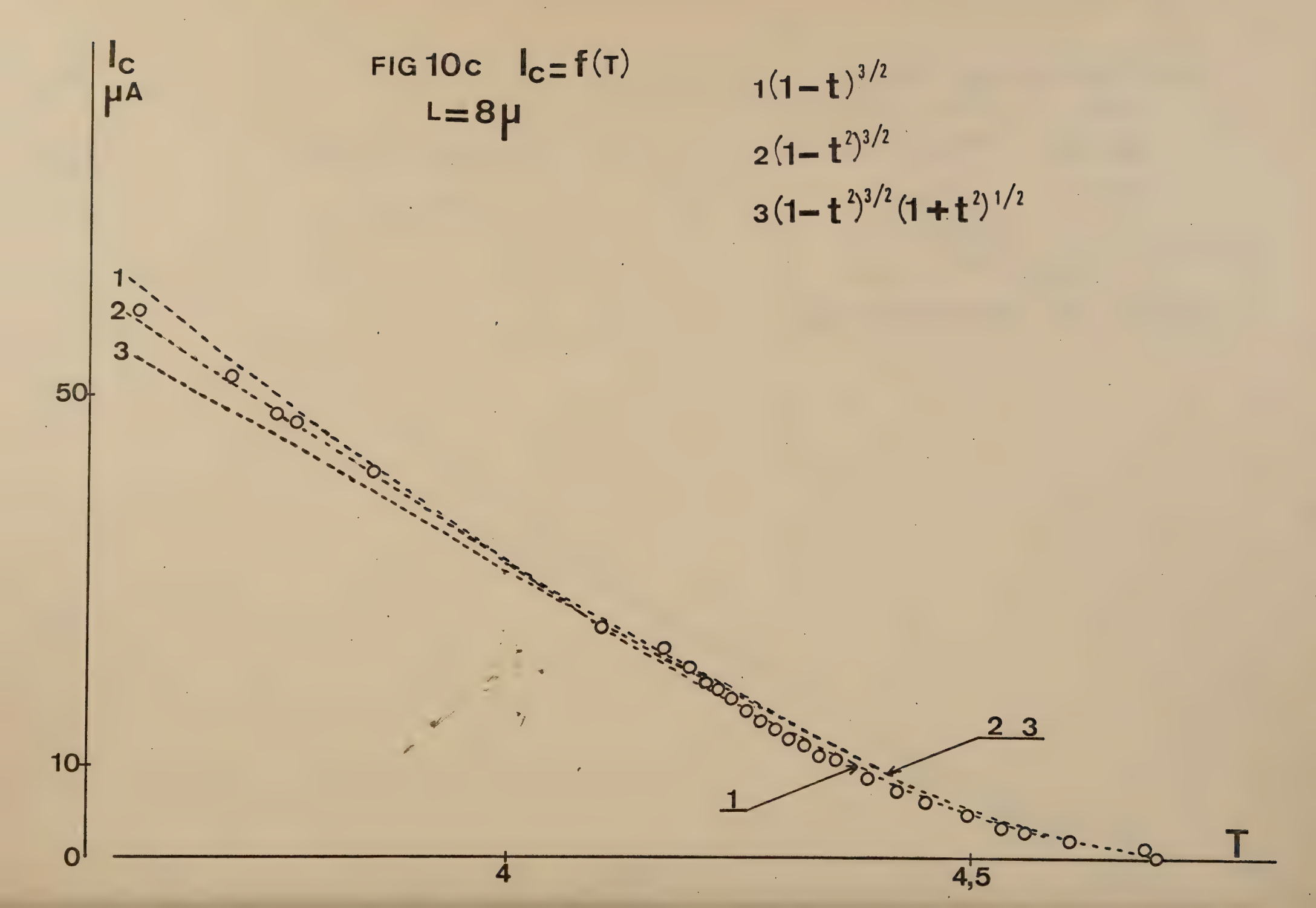
Il existe une théorie donnant une variation en $(1-t^2)^{3/2}$. Elle fait intervenir l'affaiblissement du gap supraconducteur par un courant.

En effet pour déterminer en toute rigueur les champs et les courants critiques d'échantillons supraconducteurs de petites dimensions, il est nécessaire de tenir compte de la modification du gap supraconducteur $\Delta$ (ou du paramètre d'ordre) avec le champ ou le courant. BARDEEN [65] a montré que pour une distribution donnée de champ et de courants à une température donnée, il existe une valeur du gap supraconducteur, inférieure à la valeur sans champ ni courant, qui minimise l'énergie libre de l'échantillon.

En se plaçant dans la limite "sale" ($l \ll \xi_0$) BARDEEN a montré qu'une expression approchée du courant critique est :


$I_c$ μA
300
200
100
0
5
6
T
FIG 10a $I_c = f(T)$ L=0,6 μ
o pts expérimentaux
$(1-t^2)^{3/2}$ t>0,8
fig 6 ref 64 t<0,8
$t = \frac{T}{T_c}$


$I_C$ μA
300
200
100
FIG 10b $I_C = f(T)$
$L = 4\mu$
1
2
3
4
o pts expérimentaux
1 $(1-t)^{3/2}$ $t < 0,8$
2 $(1-t^2)^{3/2}$ $t > 0,8$
ref 64 $t < 0,8$
3 $(1-t^2)^{3/2}$
4 $(1-t^2)^{3/2}(1+t^2)^{1/2}$ $t < 0,8$
normalisation à $t = 0,8$
3
4
5
T °K


$I_c$ μA
FIG 10c $I_c = f(T)$
L = 8μ
$1 (1-t)^{3/2}$
$2 (1-t^2)^{3/2}$
$3 (1-t^2)^{3/2}(1+t^2)^{1/2}$
1
2
3
50
10
0
4
4,5
T
2 3
1

$$I_c(T) = \frac{1}{2} H_c(o) \left(\frac{\Delta(o)\,\sigma}{\hbar}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2}\right)^{3/2}$$

où $H_c(o)$ est le champ thermodynamique à T = 0°K

$\Delta(o)$ le gap sans champ ni courant à T = 0°K

$\sigma$ la conductivité à l'état normal du matériau

La courbe réelle calculée par ROGERS (thèse non publiée) s'écarte légèrement de la courbe en $(1-t^2)^{3/2}$ (voir réf. 64 ).

Elle montre une grande similitude d'aspect avec nos résultats expérimentaux; en particulier elle présente une zone bien linéaire pour $t \lesssim 0{,}8$.

Sur les figures 10 b et 10 c nous avons porté les variations de courant critique de micropont de longueur 4μ (10 b) et 8μ (10 c) comparées avec différentes courbes théoriques : variation en $(1-t)^{3/2}$, $(1-t^2)^{3/2}$, $(1-t^2)^{3/2}\,(1+t^2)^{1/2}$ et courbe de ROGERS. Pour cette dernière nous avons supposé une variation en $(1-t^2)^{3/2}$ pour $t \gtrsim 0{,}8$, puis nous avons directement tiré les valeurs des figures 6 et 7 de la référence [64] . Nous avons de plus supposé qu'il n'y avait pas d'effet de proximité : on a alors $t = \frac{T}{T_c}$ où $T_c$ est la température critique mesurée.

L'accord avec la courbe de ROGERS est satisfaisant à toute température.

La figure 10a traite le cas d'un pont de longueur 0,6 μ. La courbe de ROGERS correspond toujours bien aux valeurs expérimentales mais son extrapolation à $I_c = 0$ semble fournir une température ($\simeq$ 6,6 °K) inférieure à la température critique mesurée ( $\simeq$ 6,7°K). Cet écart pourrait alors s'expliquer par un effet de proximité; celui-ci ne se manifesterait alors que pour un pont de 0,6 μ de long ce qui est vraisemblable compte tenu des résultats de NOTARYS et MERCEREAU [32] .

Si l'on considère les différences de température critiques entre le micropont et le film non bombardé, ( $\simeq$ 2°K) l'amplitude de l'effet de proximité semble faible. En fait les régions du film avoisinant le pont n'ont probablement pas une température critique égale à celle des zones non bombardées. Par le même mécanisme que pour le pont (III.4) des ions argon peuvent s'implanter dans le film au bord des zones usinées. La variation de température critique entre le film et le pont doit donc être progressive. L'effet de proximité en est diminué.

Il faut enfin remarquer que, même sans intervention d'effet de proximité, l'accord est relativement satisfaisant : on surestime les faibles valeurs du courant critique.

b) discussion

Une variation de $I_c$ en $(1-t^2)^{3/2}$ a été observée aux basses températures par ARRINGTON et DEAVER [34] pour des microponts en niobium avec $L \simeq 0{,}5\ \mu$, $W \simeq 30\ \mu$ et $d \simeq 200$ Å et où la supraconductivité était affaiblie par implantation de fer. Près de la transition ces auteurs ont signalé un effet de proximité avec $T_c - T'_c \simeq 0{,}3°K$.

D'autre part la courbe $I_c = f(T)$ publiée par HOLDEMANN et PETERS [28] (micropont en niobium $L = W = 0{,}7\ \mu$ $d = 150$ Å) a une allure semblable aux nôtres et s'interprête de façon assez satisfaisante avec une courbe en $(1-t^2)^{3/2}$.

Ces résultats sont donc comparables aux nôtres. On peut tirer deux conclusions :

a) une telle dépendance n'a été observée, à notre connaissance, que pour des ponts en niobium. Il est possible que le matériau joue un rôle particulier. Il faut cependant noter que LAIBOWITZ [27] a signalé près de $T_c$ une dépendance linéaire et NOTARYS et MERCEREAU [32] en $(1-t)^{3/2}$ généralement.

b) à notre connaissance, la seule théorie donnant ce type de variation fait intervenir l'affaiblissement du gap. Nous n'avons cependant pas d'argument physique solide pour la relier avec nos microponts. Comme les ordres de grandeur des densités de courant critique sont comparables pour des ponts en niobium ou en d'autres métaux, il est possible que la nature du matériau joue un rôle décisif.

Remarque : On peut signaler une autre explication possible mais qui semble moins vraisemblable.

Lorsque la température diminue, $\xi(t)$ diminue. On peut alors interprêter nos résultats en disant que l'on passe du modèle de type massif ($W \ll \xi$) au modèle de vortex ($W \gg \xi$) donc d'une dépendance en $(1-t)^{3/2}$ à $1-t$. Il y a cependant deux objections :

a) l'extrapolation de la partie linéaire devrait redonner $T_c$. Ce n'est pas le cas.

b) on doit supposer que $W < \xi$ pour $T_c - 0{,}5 < T < T_c$. Dans cette

gamme de température on devrait avoir $\xi \gg 3000$ Å ce qui, compte tenu d'un libre parcours moyen de 10 à 20 Å, est un ordre de grandeur peu vraisemblable.

5 - 3. Etude de l'hystérésis dans la caractéristique courant tension.

Pour des températures suffisamment basses, de l'hystérésis apparaît dans les caractéristiques : à $I = I_c$ une tension apparaît brutalement aux bornes du pont et le retour à l'état supraconducteur se fait pour un courant $I'_c$ (courant de retour) inférieur à $I_c$.

5 - 3 - 1. Interprétation des résultats

Il existe deux modèle explicatifs de l'hystérésis.

De nombreux auteurs (voir par exemple [25] [50]) ont interprêté l'hystérésis à l'aide du schéma équivalent de Mc CUMBER [36] où un élément Josephson est shunté par une résistance R et une capacité C.

Ce modèle phénoménologique ne présente pas une grande signification physique pour nos microponts. (voir la discussion plus loin).

Classiquement l'étude de l'hystérésis dans ce modèle passe par la comparaison de la courbe théorique, établie par Mc CUMBER, de l'admittance réduite $\beta_c = \frac{2eI_cR^2C}{h}$ en fonction du rapport d'hystérésis $\alpha = \frac{I'_c}{I_c}$. Comme C n'est connu qu'à un ordre de grandeur près la comparaison porte sur la pente de $I_c$ en fonction du rapport d'hystérésis.

Dans notre cas nous avons $\alpha > 0,5$. L'accord avec la courbe théorique n'est satisfaisant que pour $0,7 > \alpha > 0,5$.

Une deuxième contribution à l'hystérésis a été étudiée plus récemment par SKOCPOL et al [24] et* l'autoéchauffement. Lorsque celui-ci est suffisamment important, peut apparaître dans le pont un point chaud, zone normale dont la température est supérieure à la température critique du pont.

A basse température le courant critique peut dépasser largement le courant minimum nécessaire au maintien du "point chaud" (il n'y a cependant pas autoéchauffement pour $I < I_c$ car $V = 0$). Mais dès que $I > I_c$ l'autoéchauffement intervient et le "point chaud" se forme.

Le courant de retour $I'_c$ est le courant minimum requis pour maintenir la température du "point chaud" au-dessus de $T_c$. Dans ce modèle $I'_c$

* fait intervenir

varie approximativement en $(1 - \frac{T}{T_c})^{1/2}$ (ou T représente la température ambiante qui dans les calculs est différente de la température du pont).

La figure 11 montre $I'^2_c$ en fonction de $1 - \frac{T}{T_c}$ pour des microponts de différentes longueurs. On constate une dépendance sensiblement linéaire mais dont l'extrapolation à $I'_c = 0$ ne donne pas $T_c$. L'écart avec la dépendance linéaire commence approximativement à la température (indiquée par des flèches) où l'hystérésis disparaît : $I'_c$ devient inférieur à $I_c$.

5 - 3 - 2. Discussion

Le modèle de Mc CUMBER a été créé pour interpréter les propriétés de jonctions tunnel Josephson ou de contacts à pointe. Son extension aux microponts appelle plusieurs objections :

- il ne s'applique bien qu'aux dispositifs [illegible] à [illegible] 73
- il ne prévoit pas d'excès de courant [illegible].
- il fait intervenir une capacité C mal connue et faible.

Pour les jonctions ou certains contacts à pointe où se manifeste un effet tunnel et qui présentent des capacités C fortes ce modèle donne de bons résultats. L'échauffement joue un rôle secondaire dans ces structures car l'écoulement de chaleur se fait sur trois dimensions [24] L'hystérésis y est donc vraisemblablement donné par le modèle de Mc CUMBER.

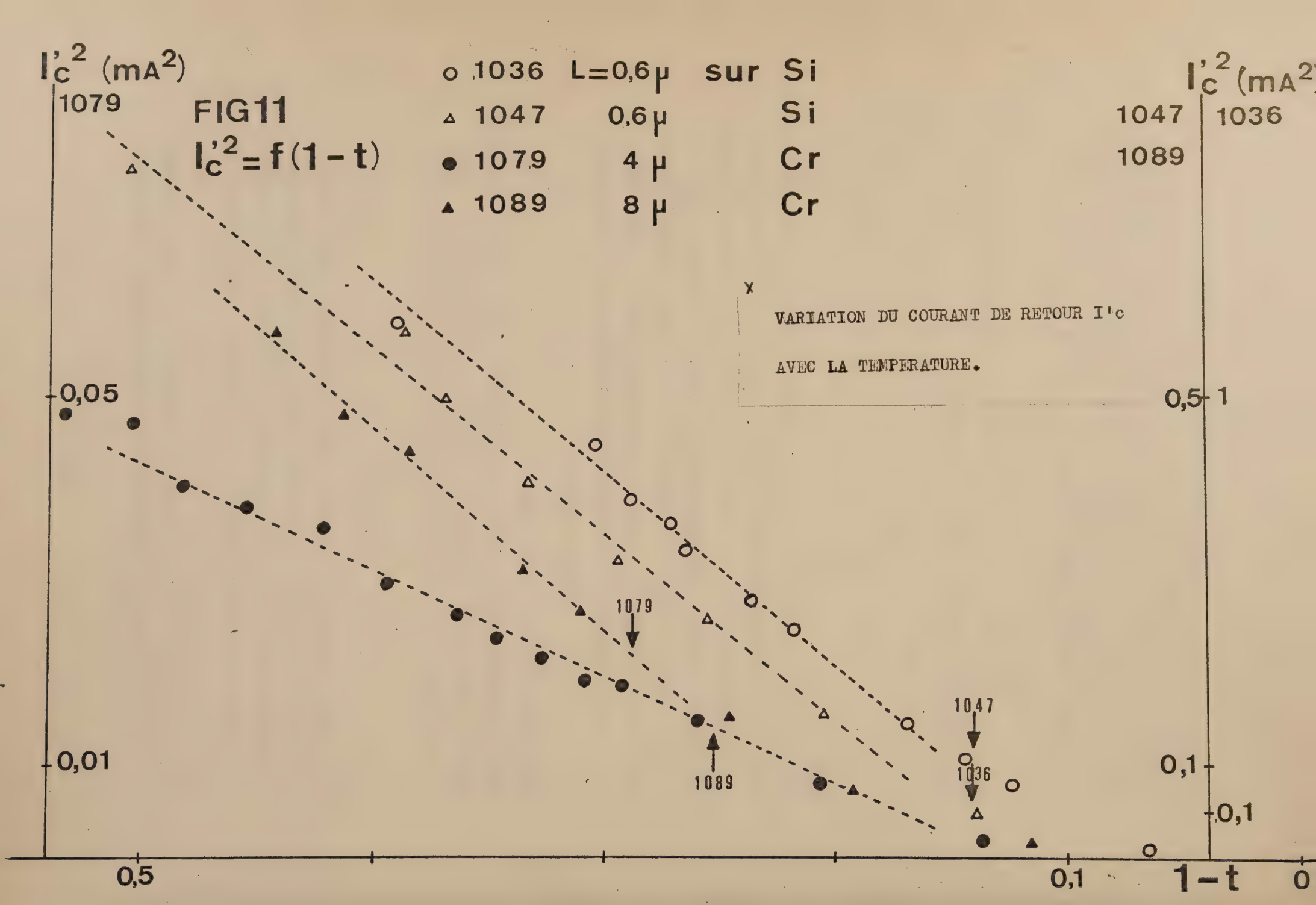
Par contre dans les microponts l'échauffement a un rôle important car l'écoulement de chaleur ne se fait que sur une dimension. Le schéma de Mc CUMBER a, de plus, peu de signification physique. L'hystérésis y est donc vraisemblablement dû en majeure partie à l'échauffement.

5 - 4. Influence d'un champ magnétique perpendiculaire.

5 - 4 - 1. Influence sur la caractéristique I-V.

La figure 12 a montre les caractéristiques d'un pont typique (L = 1,2 µ ; W = 0,6 µ) soumis à un champ perpendiculaire $B_\perp$ de valeurs 150 G, 225 G et 450 G comparées à une caractéristique en champ nul.

Pour $B_\perp$ = 225 G et 450 G la transition après $I_c$ s'effectue en deux étapes : on a d'abord une zone de résistance dynamique environ 0,1 Ω, puis une seconde transition définissant une deuxième partie


$I'^2_c$ (mA$^2$)
1079
FIG11
$I'^2_c = f(1-t)$
o 1036 L=0,6µ sur Si
Δ 1047 0,6µ Si
● 1079 4 µ Cr
▲ 1089 8 µ Cr
VARIATION DU COURANT DE RETOUR I'c
AVEC LA TEMPERATURE.
$I'^2_c$ (mA$^2$)
1047
1036
1089
0,05
0,01
0,5
1
0,1
0,1
1079
1089
1047
1036
0,5
0,1
1−t
0

qui aux fortes tensions présente une résistance normale $R_N$ comparable aux valeurs sans champ magnétique (ici environ 2 Ω à cause du shunt de la "fente" voir III-3).

Une interprétation possible de la première partie résistive de la caractéristique est qu'elle correspond à une zone de "flux-creep". Les vortex sont soumis à un mouvement visqueux dissipatif créant une résistance. LIKHAREV [4] a montré que la résistance R vaut dans ce cas

$$R = 10\, R_N \frac{\xi^2}{WL}$$

Nos résultats expérimentaux vérifient approximativement cette formule. Cependant un tel phénomène doit se produire même sans champ. Nous n'expliquons pas de façon satisfaisante pourquoi nous ne l'observons qu'avec un champ magnétique.

5 - 4 - 2. Champ critique

Nous avons mesuré le champ critique perpendiculaire des micro-ponts par une méthode analogue à celle utilisée pour les films (voir III.2). L'assimilation de $Hc_2$ avec $Hc_\perp$ est ici plus hasardeuse car les dimensions des ponts sont comparables à celles d'un vortex [44].

Expérimentalement la variation de $Hc_\perp$ avec la température réduite $t = \frac{T}{T_c}$ est approximativement linéaire et de pente $\simeq$ 30 000 G. Si l'on prend $Hc_\perp = Hc_2$ on peut écrire par analogie avec les films (III.2 et [44])

$$\xi_o\, l = \frac{4{,}6 \times 10^8}{\frac{dHc_1}{dt}} \qquad (l \text{ libre parcours moyen})$$

$(Å^2)$ $\qquad$ $(G)$

On trouve alors $\xi_o\, l \simeq 15\,000$ Å

Si $\xi_o = 400$ Å (valeur du niobium pur [16] [17]) on a $l \simeq 37$ Å.

Une estimation directe à partir de $\rho_n \simeq 40$ à 50 μΩ.cm et $\rho_n\, l \simeq 3{,}7 \times 10^{-16}\ \Omega.m^2$ ([16]) donne $l \simeq 10$ Å. En fait nous avons vu que ([9] et III.2) l était certainement supérieur, de l'ordre de 10 à 20 Å. L'ordre de grandeur de l est donc retrouvé par la mesure du champ critique.

### 5 - 4 - 3. Influence du champ magnétique sur le courant critique.

#### 5 - 4 - 3 - 1. Prédictions théoriques et résultats d'autres travaux.

LIKHAREV ([41] et annexe II) a étudié théoriquement l'influence d'un champ perpendiculaire $B_\perp$ sur des ponts obéissant au modèle de vortex. Il trouve :

$$I_c(B_\perp) = I_c(o)\ \frac{(n+1-h)(h-n)}{h}$$

où $n < h < n+1$

et $h = \dfrac{B_\perp WL}{\phi_o}$ $\qquad (\phi_o = 2\times10^{-15}$ Wb) ;

Pratiquement $B_\perp WL = \phi$ flux à travers le pont du champ appliqué.

$h = n$ correspond à l'entrée du $n^{ième}$ vortex dans le pont. On a alors $I_c = 0$. $I_c$ s'annule donc pour $\phi = n\phi_o$ comme pour une jonction. La forme de variation est légèrement différente.

Les confirmations expérimentales sont nombreuses et s'appliquent à différents types de ponts. Comme signalé précédemment (III.1) elles appellent deux remarques :

a) l'annulation de $I_c$ n'est pas obtenue pour $B_\perp = \dfrac{n\phi_o}{WL}$ à cause de l'expulsion partielle de B par les films adjacents. Il peut se produire, de plus, des effets démagnétisants dus à la géométrie du pont.

Ces deux effets diminuent la période de $I_c = f(B_\perp)$.

b) loin de $T_c$, on n'observe plus l'annulation de $I_c$ mais simplement une modulation dont la période (compte tenu de la remarque a)) correspond à $\dfrac{\phi_o}{W\,L}$ . Une autre période plus grande peut se superposer à cette dernière surtout loin de $T_c$ [34] .

#### 5 - 4 - 3 - 2. Résultats expérimentaux

Nos microponts sont peu sensibles à un champ magnétique perpendiculaire. La figure 12 b montre une courbe $I_c = f(B_\perp)$ pour un pont typique ($L = 4\mu$, $W = 0{,}6\ \mu$).

En général on distingue :

a) une grande période $B_1$ qui varie de 1000 à 2000 G. Le premier minimum de $I_c$ a lieu à $\dfrac{B_1}{2}$ le suivant à $B_1 + \dfrac{B_1}{2} = \dfrac{3B_1}{2}$ etc...

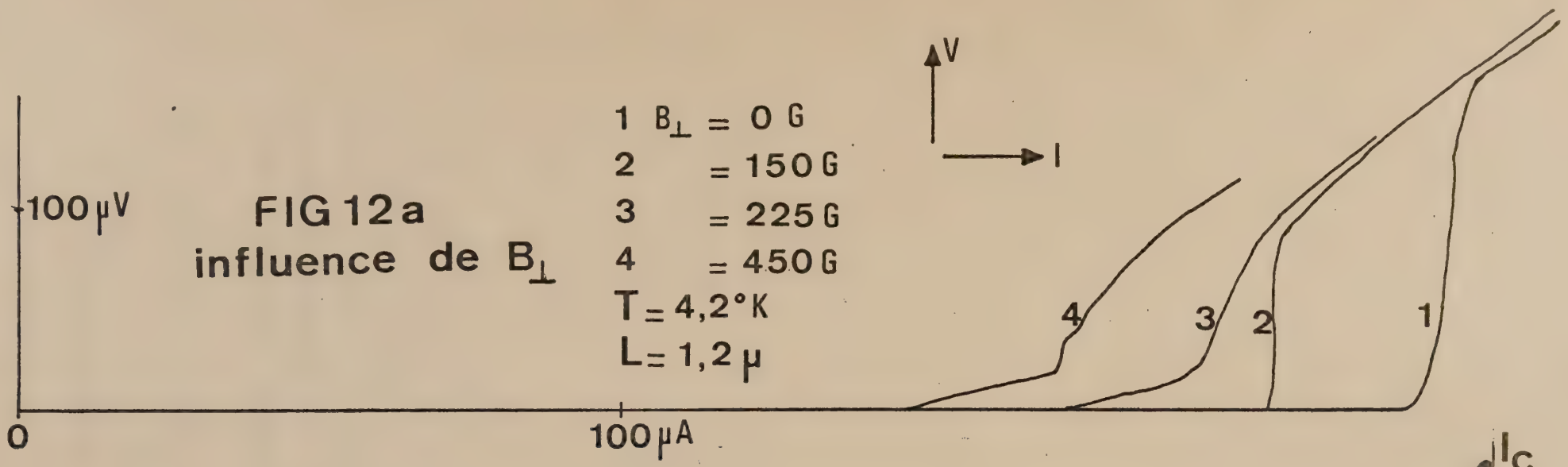



FIG 12a
influence de $B_\perp$

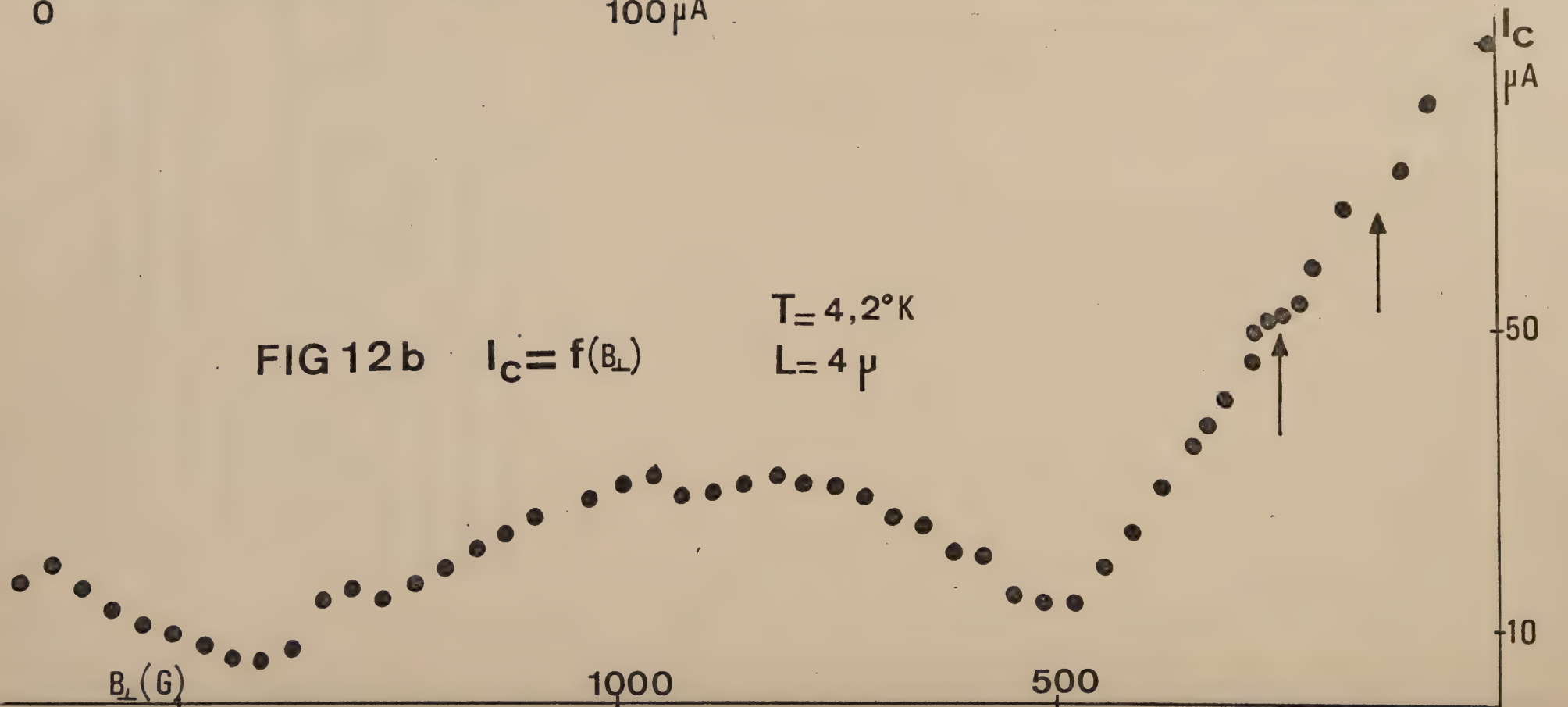



FIG 12b $I_c = f(B_\perp)$

b) une modulation d'amplitude beaucoup plus faible (flèches sur la fig. 12 b) et de période $B_2 \simeq 150$ à 200 G.

Ces valeurs sont peu dépendantes des dimensions des ponts et de la température.

Nous n'avons pas réussi, même en travaillant près de $T_c$, à mettre en évidence une période compatible avec les dimensions de nos ponts. Nous n'avons pas d'explications satisfaisantes de ce résultat. Une possibilité serait que le champ magnétique crée des zones normales qui, piégées dans les défauts du réseau du micropont (en particulier sur ses bords plus bombardés), réduiraient ses dimensions effectives et augmenteraient la période de $I_c = f(B_\perp)$.

## III - 6 REPONSE A UN RAYONNEMENT HYPERFREQUENCE

Un dispositif supraconducteur à couplage faible, où se manifeste un effet Josephson (ou de type Josephson) peut être utilisé pour la détection ou le mélange de radiations électromagnétiques.

L'irradiation d'un tel dispositif par une onde hyperfréquence modifie la caractéristique courant-tension et se traduit en particulier par l'apparition de marches à tension constante ("steps") vérifiant $V = n \frac{\hbar\omega}{2e}$ .

De nombreux travaux sont actuellement consacrés à cet aspect de l'effet Josephson ; ils visent principalement à améliorer la sensibilité des dispositifs et à augmenter la fréquence maximale détectable.

Dans ce chapitre nous présentons la réponse hyperfréquence de nos microponts : nous étudions les marches observées, leur limitation en fréquence, leur dépendance en fonction de la puissance hyperfréquence, et l'influence d'un champ magnétique continu perpendiculaire.

### 6 - 1 Le micropont dans un rayonnement hyperfréquence

#### 6 - 1 - 1. Couplage du micropont au rayonnement

Dans la plupart de nos expériences de détection [illegible], le micropont est placé dans un guide d'ondes bande X, terminé par un piston de court-circuit mobile.

##### 6 - 1 - 1 - 1. couplage par le champ électrique

Anciennement, avec le type de dispositif représenté figure 3, le couplage au rayonnement électromagnétique est effectué par l'intermédiaire de la composante de champ électrique $\vec{E}$. En bande X, le micropont est donc placé de telle sorte que le canal où il est usiné soit parallèle au petit côté du guide d'onde.

Contrairement à certains résultats publiés [64] l'alignement parfait du canal avec le champ électrique n'est pas critique dans notre cas.

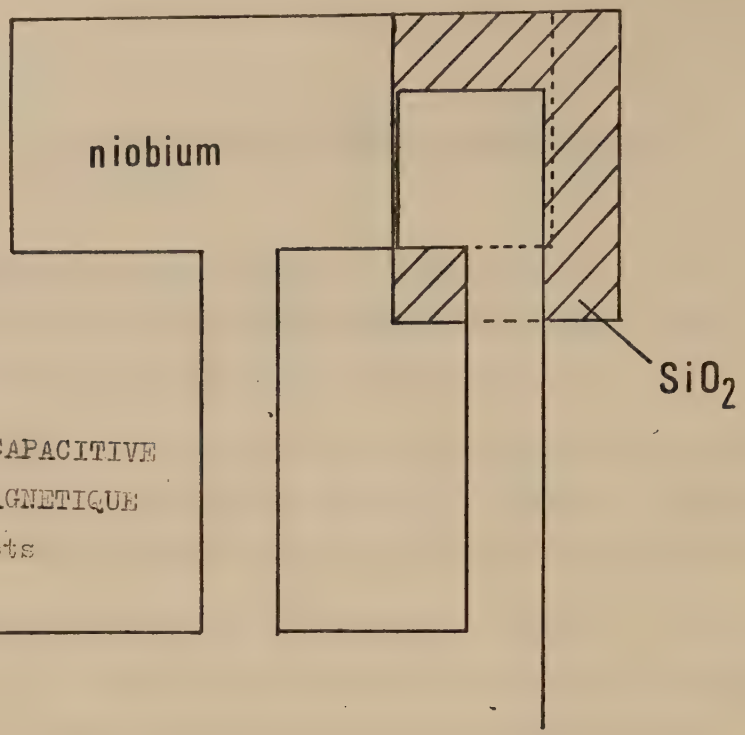



FIG 13a

ECHANTILLON AVEC BOUCLE CAPACITIVE PERMETTANT UN COUPLAGE MAGNETIQUE (l'or assurant les contacts n'est pas represente)

DISPOSITION DE L'ECHANTILLON DANS LE GUIDE.

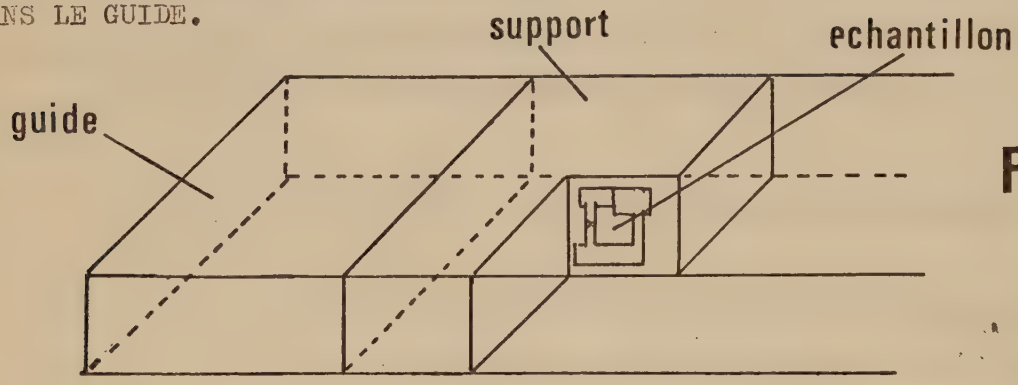



FIG 13b

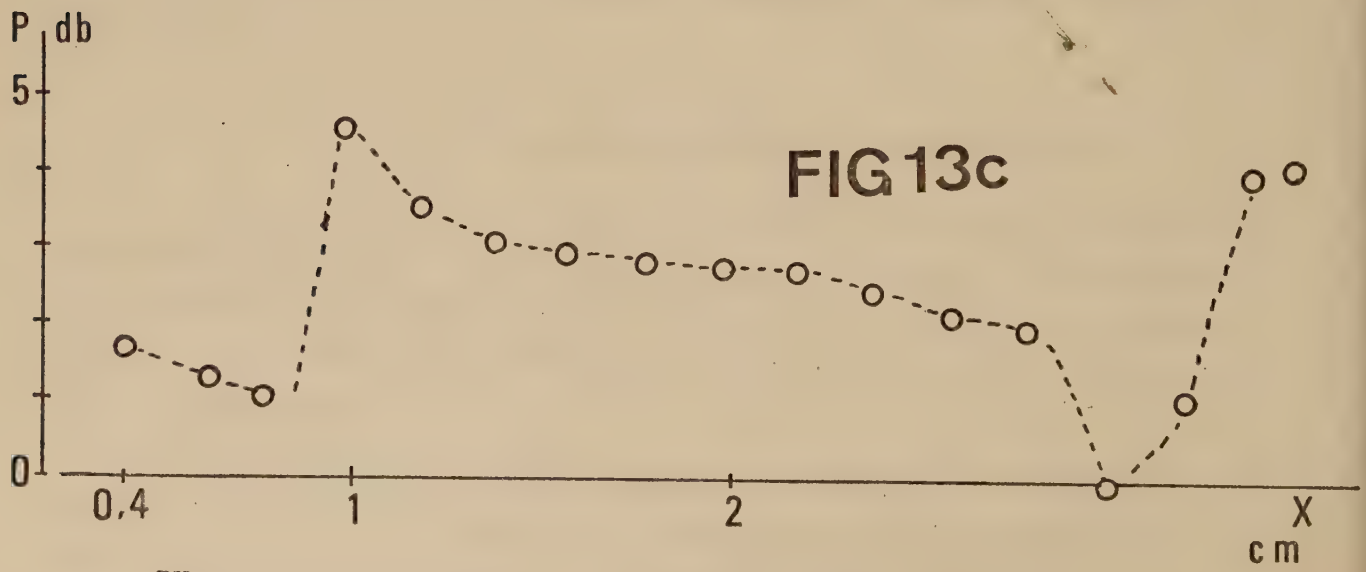



FIG 13c

PUISSANCE RELATIVE RECUE PAR LE MICROPONT EN FONCTION DE LA POSITION DU PISTON DE COURT_-CIRCUIT.

Expérimentalement, en déplaçant le piston de court-circuit, on constate un maximum de sensibilité assez large, quand le piston est à $\lambda g/4$ du micropont, donc dans une zone de champ $\vec{E}$ maximum.

### 6 - 1 - 1 - 2. couplage avec le champ magnétique

Plus récemment, nous avons mis au point un nouveau type de dispositifs (réalisés comme les précédents par D. ZENATTI au C.E.N.G. de Grenoble) et permettant le couplage avec la composante magnétique (voir figure 13.a).

Les plots de niobium, à chaque extrémité du canal où est usiné le pont, sont élargis. Le plot extérieur est partiellement recouvert d'une couche d'oxyde de silicium $SiO_2$. On dépose ensuite un deuxième canal de niobium parallèle au premier entre le plot central et la couche de $SiO_2$. Une partie de celle-ci est alors comprise entre deux films de niobium : on réalise ainsi une capacité. L'ensemble du dispositif forme alors une boucle interrompue à la fois par une capacité et après usinage par le micropont. Aux hyperfréquences la capacité est un court-circuit et l'on peut alors espérer obtenir un couplage par l'intermédiaire du flux du champ magnétique hyperfréquence dans la boucle.

La disposition de l'échantillon dans le guide d'ondes est alors celle de la figure 13.b. Elle permet de réaliser un couplage électrique ou magnétique suivant la position du piston de court-circuit.

Nous avons alors étudié l'évolution de la puissance hyperfréquence reçue par l'échantillon en fonction de la position du piston (figure 13.c). Pour une position arbitraire de départ du piston nous envoyons une certaine puissance hyperfréquence qui produit une déformation assez nette de la caractéristique du pont. A chaque position du piston nous modifions grâce à un atténuateur étalonné la puissance à l'entrée du guide de façon à obtenir toujours la même déformation. Les modifications de l'atténuateur donnent les variations de puissance reçue par le micropont.

La courbe,(figure 13.c), présente un minimum et un maximum assez prononcés. Etant donné la position de l'échantillon (figure 13.b), cette courbe représente la composition des couplages aux champs électrique et magnétique. A un maximum de champ magnétique correspond un minimum de champ électrique (tous les $\lambda_g/2$) et vice-versa . Mais au maximum de couplage "magnétique" correspond un couplage "électrique"

non nul car le centre de la boucle et le micropont ne coïncident pas. Le couplage au champ magnétique présente des maxima assez prononcés qui correspondent à des valeurs non négligeables du couplage au champ électrique. On explique ainsi le maximum assez net de la courbe de la figure 13.c. Le gain en sensibilité en puissance par rapport au couplage électrique seul est de l'ordre de 2.

### 6 - 1 - 2. Adaptation du micropont au rayonnement

En règle générale l'adaptation d'impédance des microponts au rayonnement est mauvaise. L'impédance typique de l'ensemble "fente" (III-3) micropont, qui est de l'ordre de quelques Ω, est très inférieure à celle de la source délivrant les microondes.

D'après GREGERS-HANSEN et al. [21] ceci peut s'expliquer par l'autoinductance des films adjacents au micropont qui, aux hautes fréquences, crée une impédance importante, (un calcul grossier donne une valeur d'environ 50 Ω à 9 GHz). La source de microondes "voit" cette impédance en série avec celle du pont shunté par la résistance de "fente". Elle s'ajoute à l'impédance caractéristique des microondes et explique la polarisation en courant.

### 6 - 1 - 3. Autres problèmes rencontrés pour l'étude de la réponse hyperfréquence

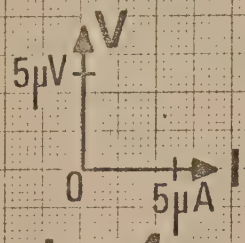
#### 6 - 1 - 3 - 1. les fluctuations thermiques

Les manifestations de l'effet Josephson sont très sensibles à la présence de bruits. Les plus délicats à éliminer sont les bruits thermiques. Ils ont plusieurs origines :

a) l'ébullition de l'hélium liquide. Dans la plupart de nos expériences, l'emploi d'un capot en acier inoxydable évite tout contact direct entre l'échantillon étudié et le bain d'hélium liquide. Cette cause est ainsi éliminée.

b) les instabilités de température dues à un contact thermique imparfait entre le micropont et l'ambiante. En général ce contact thermique est assuré par le gaz d'échange. Expérimentalement on constate que la meilleure stabilité est obtenue en travaillant à la pression ambiante à 4,2°K et à une pression faible (quelques mm de mercure) au-dessus de 4,2°K.

FIG 14a




L = 4 μ

T = 4,2 °K

P rel.
db

2,5

2,3

1,8

1,3

0,8

0

variation des "steps" et
du courant critique avec
la puissance hyperfréqence P

F = 9 GHz

### 6 - 1 - 3 - 2. les transitions parasites

Un micropont se trouve en série avec des parties de canal ayant subi un bombardement plus ou moins long (III-2-2). Ces zones ont des températures critiques et des densités de courant critique différentes de celles du pont et du canal non bombardé.

Il peut arriver (en particulier si elles ont été bombardées assez longtemps au cours d'un repérage difficile) qu'elles transitent à l'état normal pour des courants critiques de l'ordre de quelques $I_c$ du micropont. La tension, mesurée de part et d'autre du canal, augmente alors brutalement. La caractéristique courant-tension est alors fortement déformée et n'est pratiquement plus utilisable.

Cet inconvénient, inhérent à la technique de fabrication, ne s'est manifesté cependant que pour quelques microponts.

## 6 - 2 Amplitude et numéro des marches ; étude de la limitation en fréquence

Nos microponts ont présenté des marches induites par une radiation hyperfréquence. Dans ce chapitre nous présentons les principaux résultats concernant ces phénomènes et nous étudions la limitation en fréquence déterminée par le numéro maximum de marche observée.

### 6 - 2 - 1. observations générales

Les microponts ont été irradiés à 9 GHz et à 35 GHz. La figure 14 présente un exemple typique de réseau de marches induites à 4,2°K par l'irradiation à 9 GHz pour un échantillon sur substrat de silicium (les microponts sur substrat de chrome ont un comportement voisin ; voir cependant 6-2-2-2).

Plusieurs constatations peuvent être faites :

a) on n'observe pas de sous harmoniques correspondant à des tensions $V = n \frac{\hbar\omega}{2e}$ avec n fractionnaire. En fait dans certains ponts (généralement des ponts courts L= 0,6 µ) les marches n = 1/2 et n = 3/2 sont parfois visibles.

Ce résultat est en contradiction avec les conclusions de la théorie de LIKHAREV ( [41] et annexe II) et des autres modèles théoriques [31] qui, compte tenu des dimensions relativement grandes de nos ponts, prédisent une relation courant-phase non sinusoïdale. On devrait alors observer un fort taux d'harmoniques de courant Josephson qui, en se synchronisant avec la radiation hyperfréquence, donne des marches sous-harmoniques.

Nos résultats sont cependant en bon accord avec les observations expérimentales de LAIBOWITZ pour des ponts en niobium réalisés par photomasquage électronique. ( [27] et III-1).

b) Aux faibles puissances hyperfréquences, les marches induites passent de part et d'autre de la caractéristique courant-tension sans micro-ondes. Ceci est une conséquence de la cohérence de phase intrinsèque dans nos microponts [42] .

c) L'amplitude maximale du step n=1 est d'environ 1/3 à 1/4 du courant critique sans hyperfréquence. Elle dépend de la puissance des micro-ondes (voir plus loin) mais pas du type de couplage.

d) Nous n'avons jamais observé d'accroissement initial du courant critique pour une faible puissance hyperfréquence (effet DAYEM-WYATT).

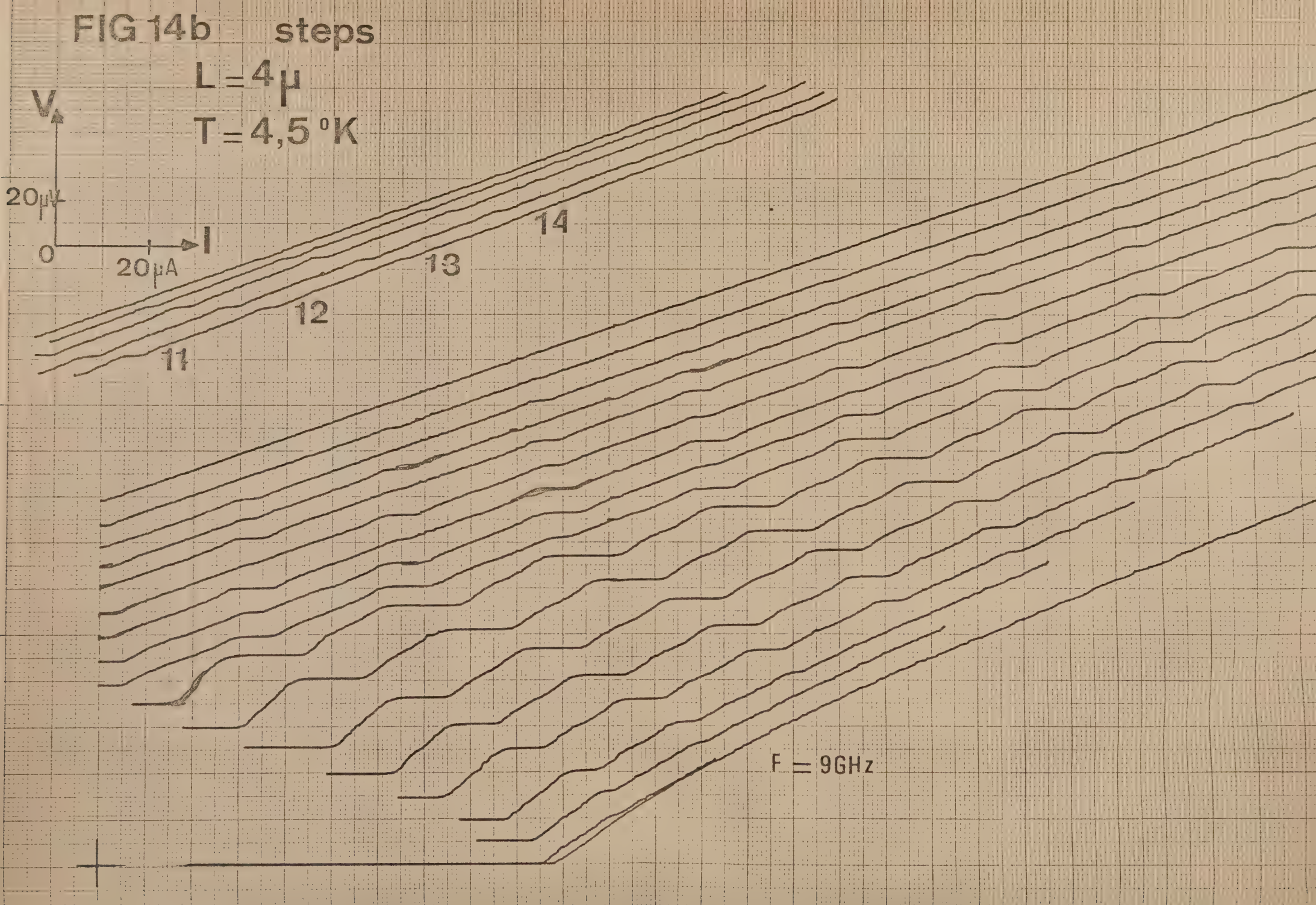
e) Nous avons pu mettre en évidence le mélange de deux fréquences ($f_1$ = 9 GHz et $f_2$ = 34 GHz). En irradiant simultanément le micropont avec ces deux fréquences, nous avons fait apparaître des "steps" de mélange à des tensions V vérifiant :

$$\frac{2eV}{h} = nf_1 - mf_2 .$$

### 6 - 2 - 2. Etude de la montée en fréquence ; rôle de la température

De nombreux travaux sont actuellement consacrés à la détection par un dispositif Josephson de radiations de fréquences de plus en plus élevées. Il est donc intéressant de connaître les phénomènes qui limitent la fréquence maximale du courant Josephson. Une façon commode de mener cette étude est de noter le numéro maximum $N_{max}$ de marche induite par un

FIG 14b steps



rayonnement à fréquence donnée. Expérimentalement nous avons utilisé cette méthode pour nos microponts avec un rayonnement bande X (9 GHz).

### 6 - 2 - 2 - 1. résultats dans le cas général

Pour la plupart de nos microponts on constate que :

a) le type de couplage (électrique ou magnétique) n'influe pas de façon sensible sur la limitation en fréquence.

b) $N_{max}$ augmente si la température T ambiante diminue. Le tableau suivant résume les résultats obtenus pour un pont typique (L = 4 µ, substrat Si) :

| $N_{max}$ | 4 | 12 | 14 | 15 | 18 | 20 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| T (°K) | 6,07 | 4,74 | 4,48 | 4,30 | 3,72 | 3,19 |

Le plus grand maximum obtenu ($N_{max}$=20) correspond à une fréquence d'environ 200 GHz.

Lorsque la température diminue $N_{max}$ est obtenu pour des puissances de rayonnement plus grandes : la sensibilité du pont diminue.

### 6 - 2 - 2 - 2. comportement particulier de certains ponts : influence de la température sur les grandeurs relatives des steps

Un petit nombre d'échantillons ont un comportement particulier : les grandeurs relatives des marches observées dépendent de la température. Ce phénomène est observé le plus nettement pour certains ponts sur substrat de chrome.

Le tableau suivant présente, pour un de ces ponts, les amplitudes maximales des marches n=1 et n=2 en fonction de la température.

| T (°K) | 3,45 | 3,76 | 3,92 | 4,20 | 4,32 | 4,44 | 4,64 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| n=1 (µA) | 15 | 16 | 16 | 10 | 8 | 4 | 1 |
| n=2 (µA) | 10 | 12 | 12 | 15 | 16 | 18 | 14 |

(les amplitudes maximales sont obtenues pour des puissances hyperfréquence différentes).

A T = 3,45°K ($I_c \simeq 220$ µA), la marche n=1 est nettement supérieure à n=2 et les marches impaires sont plus importantes que les marches paires. Par contre, à T = 4,64°K, la marche n=2 vaut 14 µA alors que la marche n=1 et toutes les marches d'ordre impair sont pratiquement nulles. A cette température on n'observe que les marches n=2, 4 et 6.

### 6 - 2 - 2 - 3. modèles théoriques de limitation en fréquence

La fréquence du courant Josephson peut être limitée supérieurement par deux mécanismes :

a) la théorie de l'autoéchauffement de SKOCPOL et al. [24] permet de prévoir une tension $V_{mx}$ au delà de laquelle l'échauffement détruit tout effet de type Josephson. Son expression fait intervenir des grandeurs dont on ne connaît qu'une estimation approchée : conductivité thermique du film et du pont, coefficient d'échanges thermiques du substrat. Si l'on suppose ces grandeurs indépendantes de la température on peut montrer que $V_{max}$ varie en $(T_c - T_b)^{1/2}$ où $T_b$ est la température ambiante autour du pont (c'est la température mesurée par les thermistances ; dans le modèle de SKOCPOL et al. elle est différente de la température du pont à cause de la présence de "points chauds"). $V_{max}$ augmente donc si $T_b$ diminue. Ce résultat néglige l'échauffement supplémentaire dû au rayonnement hyperfréquence et qui doit diminuer $V_{max}$.

b) Les dispositifs Josephson sont décrits plus ou moins fidèlement par un schéma équivalent où un élément idéal obéissant aux équations de Josephson est shunté par une résistance R ("resistive shunted junction" ou RSJ).

D'après les éléments de ce modèle, on peut définir une fréquence de coupure $f_c$ de l'oscillation Josephson donné par $hf_c = 2eRI_c$. On peut d'autre part montrer que $hf_c \simeq 2\Delta/e$ (tension de gap)

En fait ASLAMAZOV et LARKIN [73] ont montré que ce modèle ne s'applique qu'aux dispositifs de dimensions inférieures à $\xi$. Cependant malgré l'absence de justifications théoriques précises, ses résultats sont approximativement valables pour des dispositifs Josephson ne vérifiant pas cette condition.

6 - 2 - 2 - 4. Interprétation

Nos résultats ne nous permettent pas de déterminer avec sûreté lequel des deux mécanismes précédents est responsable de la limitation en fréquence.

La fréquence de coupure $f_c$ correspond pour un dispositif Josephson à une tension $RI_c$. Dans le cas du micropont décrit au paragraphe 6 - 2 - 2 - I., $RI_c$ vaut environ 50 % de la tension maximum $V_M$ d'observation des marches. $f_c$ est donc un ordre de grandeur vraisemblable pour la limitation en fréquence de l'oscillation Josephson de nos microponts dans la limite de validité du modèle RSJ.

D'autre part nous avons porté $V_M^2$ en fonction de $T-T_c$. La dépendance trouvée est pratiquement linéaire sauf aux températures proches de $T_c$. La variation de $V_M$ est donc compatible avec la théorie de l'autoéchauffement. Une estimation grossière à partir des résultats de SKOCPOL et al [24] donne cependant des valeurs 3 à 4 fois plus fortes. D'après ces auteurs la limitation en fréquence pour des microponts de type Dayem serait dû à l'autoéchauffement.

Le comportement anormal de certains échantillons signalé au paragraphe 6 - 2 - 2 -2., correspond approximativement aux observations expérimentales de KOFOD et SARMAK. [22] pour des ponts longs en indium. Ces auteurs les ont interprétés à l'aide de la singularité de Riedel.

Si l'on considère un passage par effet tunnel, on peut montrer que le courant Josephson présente une discontinuité ("pic de Riedel") pour une fréquence correspondant à la tension de gap $2\Delta/e$ [75] Lorsque l'on irradie, les marches de même parité que la marche la plus proche de $2\Delta/e$ sont toutes amplifiées.

On pourrait ainsi interpréter les résultats du paragraphe 6 - 2 - 2 - 2. en supposant qu'à haute température la tension de gap $2\Delta/e$ s'est rapprochée d'une marche d'ordre pair.Ce phénomène a été observé le plus nettement dans certains microponts sur substrat de chrome. Il est possible que le substrat joue un rôle particulier. En effet le raisonnement précédent suppose que:

I) l'oscillation Josephson atteint la fréquence correspondant à $2\Delta/e$

2) il y a passage par effet tunnel. Le chrome est peût être ferromagnétique aux températures de fonctionnement. En plus d'un effet de proximité "classique" on aurait alors une cause d'affaiblissement du gap et peut-être de modification du mécanisme d'oscillation. Les microponts auraient un comportement voisin de ceux de TAGUSHI et YOSHIOKA [6I]

## 6 - 2 - 2 - 5 Possibilités d'amélioration

L'étude précédente montre que les possibilités d'amélioration de la montée en fréquence sont doubles:

- augmenter le gap supraconducteur ( donc $f_c$). Il faut pour cela choisir des matériaux à haute température critique (par exemple $Nb_3Ge$) et avoir une température critique de pont élevée.

- diminuer les effets de l'autoéchauffement en utilisant des substrats permettant un meilleur échange thermique ou en réalisant des ponts à épaisseur variable. Cette dernière solution utilisée par KLAPWIJK et MOOIJ a donné des résultats encourageants [39]

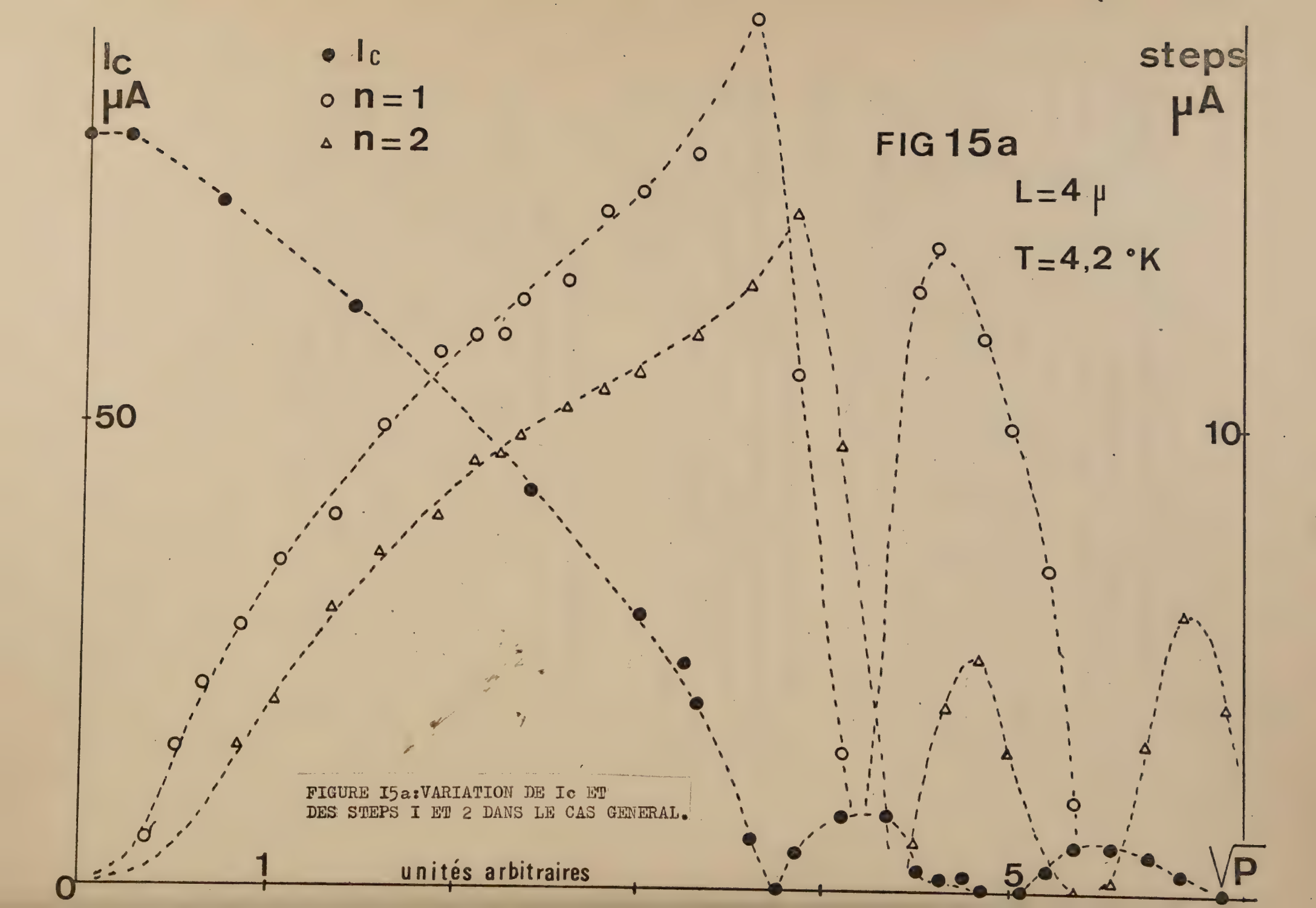



FIGURE I5a:VARIATION DE Ic ET
DES STEPS I ET 2 DANS LE CAS GENERAL.

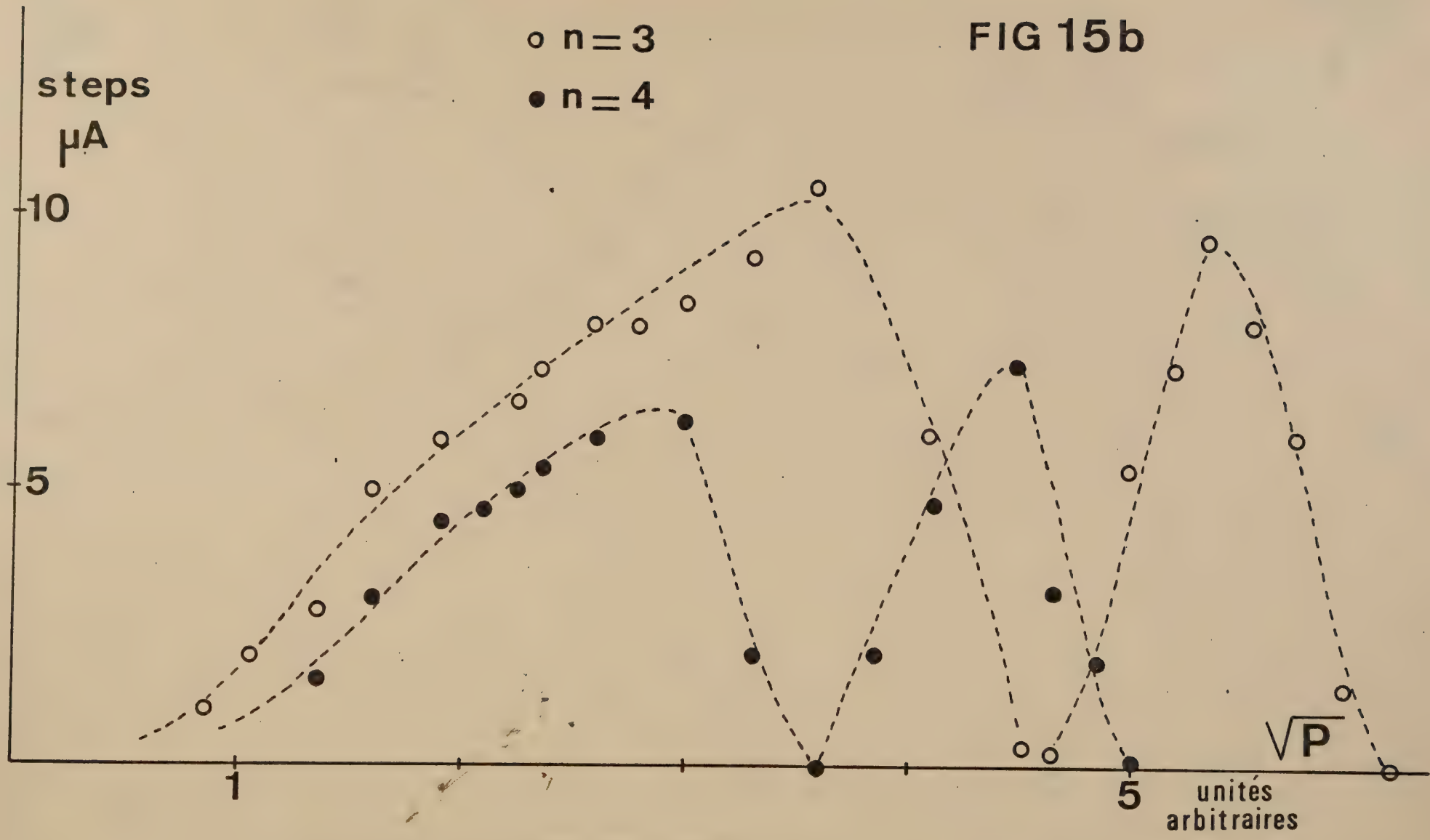
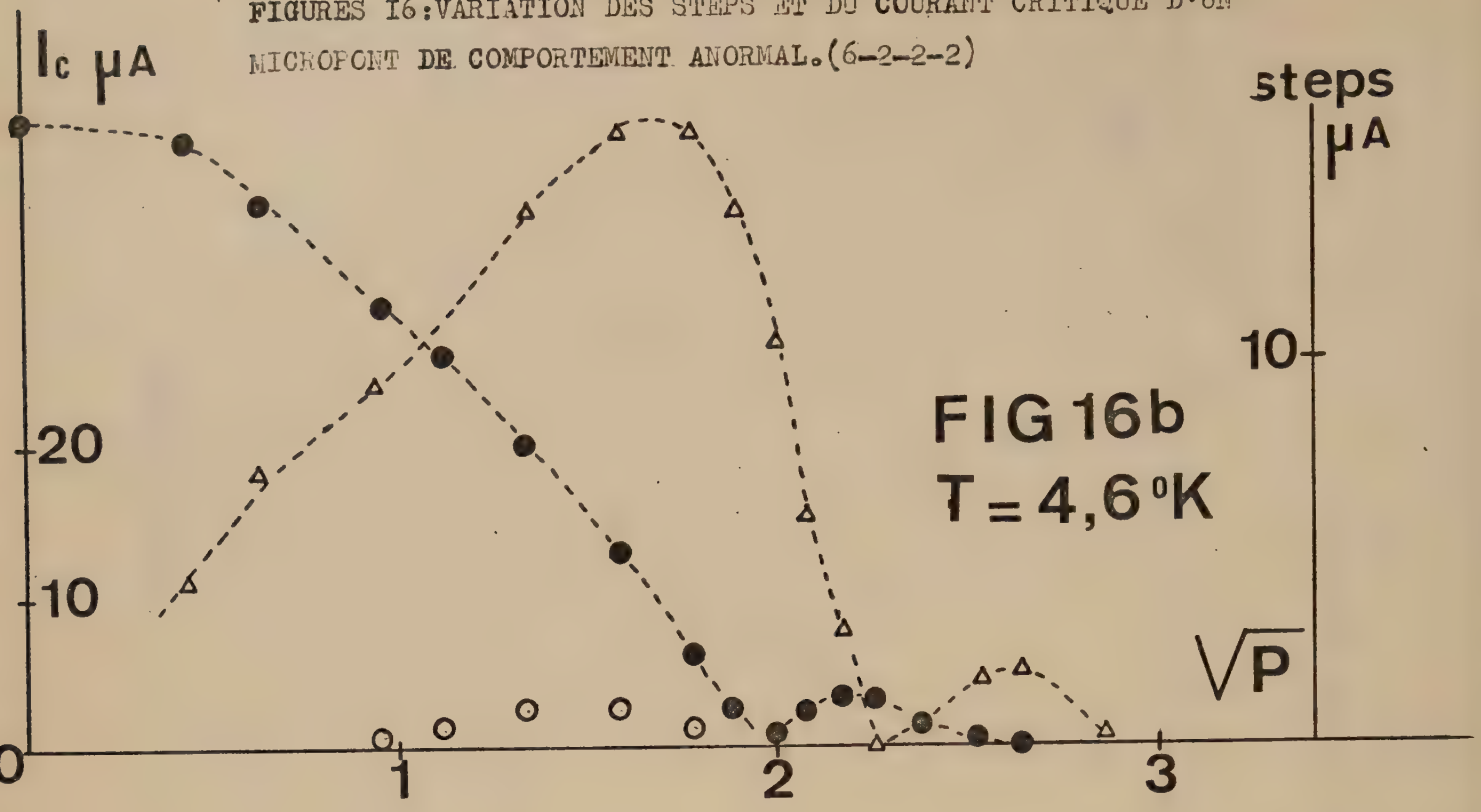
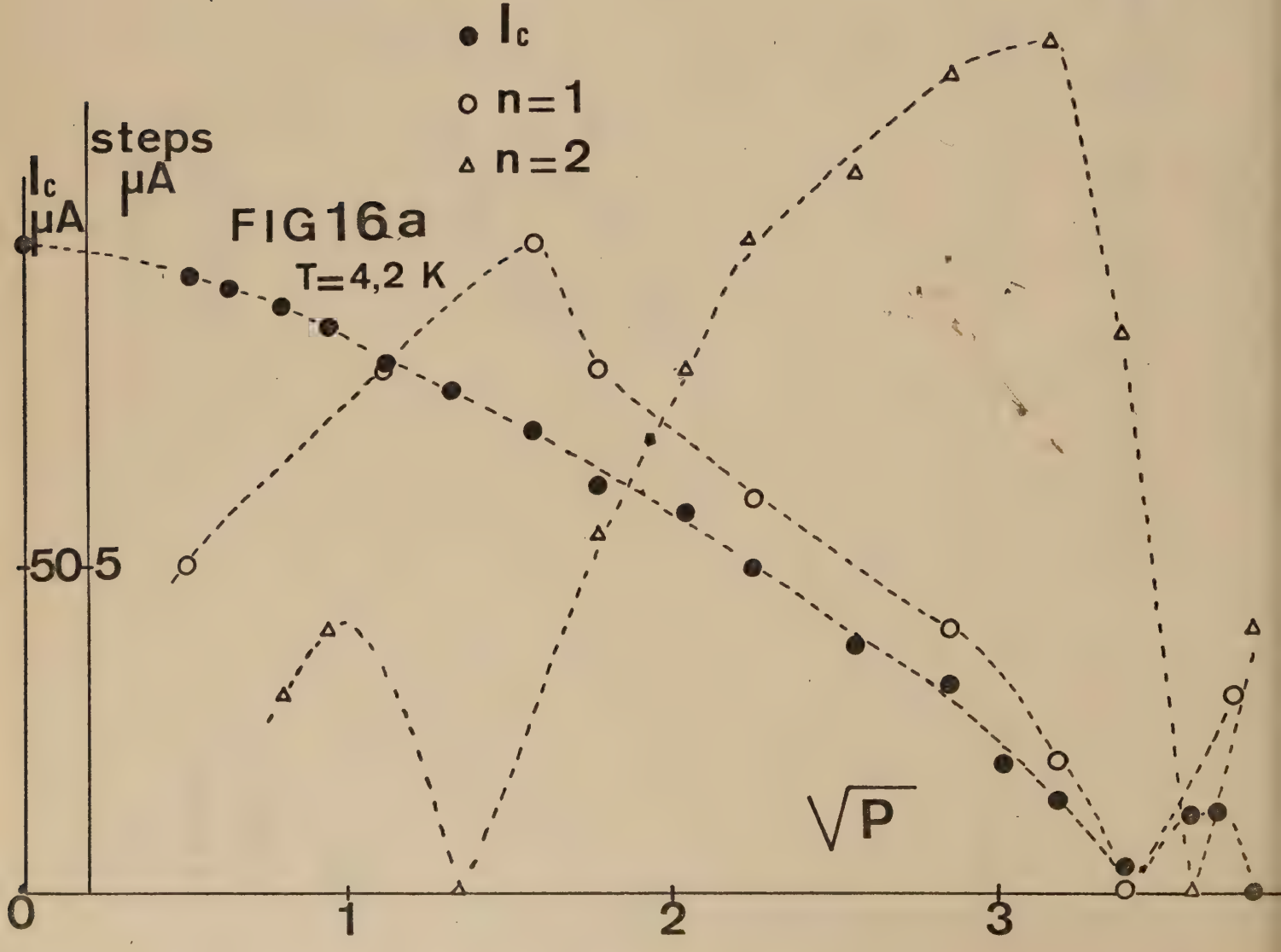



FIGURE 15b:VARIATION DES STEPS 3 ET 4 DANS LE CAS GENERAL

FIGURES I6:VARIATION DES STEPS ET DU COURANT CRITIQUE D'UN MICROPONT DE COMPORTEMENT ANORMAL.(6-2-2-2)



## 6 - 3 Etude de la dépendance des marches avec la puissance hyperfréquence

### 6 - 3 - 1. résultats

Les figures 15.a et 15.b montrent la dépendance des premières marches et du courant critique $I_c$ (on peut en effet assimiler $2I_c$ au "step" n=0 [20] ) en fonction de la puissance hyperfréquence à 9 GHz pour un pont de longueur 4 µ sur substrat de chrome et qui ne montre pas l'effet signalé au paragraphe 6-2-2-2 (modification des grandeurs relatives des marches avec la température). Des résultats semblables ont été obtenus pour des microponts sur silicium.

Par contre, l'étude des marches et du courant critique d'un micropont sur chrome (L = 1,5 µ), où la grandeur relative des marches dépend de la température, donne des résultats sensiblement différents. Sur la figure 16.a (T = 4,2°K) la marche n=2 s'annule une première fois pour une puissance correspondant approximativement au maximum de la marche n=1 et bien avant la première annulation de $I_c$. Sur la figure 16.b (T = 4,6°K) la variation a la même allure que sur les figures 15 avec cette différence que la marche n=1 est pratiquement nulle.

### 6 - 3 - 2. Comparaison avec d'autres résultats

La dépendance observée figures 16 est qualitativement semblable à celle signalée par KOFOD et SARMARK [22] pour des ponts longs en indium et étain. Ces auteurs interprétaient leurs résultats par l'intervention du "pic de RIEDEL" (6-2-2-3). Ils n'observent cependant pas la première annulation du step n=2.

La dépendance montrée sur les figures 15 est plus "classique". Nous avons essayé de la comparer à des modèles théoriques.

RUSSER [20] a étudié à l'aide du schéma équivalent partiel d'une jonction (élément Josephson shunté par une résistance R) la dépendance du courant critique et des premières marches si l'on suppose que les ondes hyperfréquence font une "attaque" en courant. Les résultats montrent que la

* ou plus exactement de la racine carrée de la puissance en unités arbitraires.

dépendance trouvée s'éloigne d'autant plus d'une fonction de BESSEL que la fréquence réduite $\Omega = \frac{\hbar \omega}{2e R I_c}$ est faible.

La figure 15 correspond à $\Omega \simeq 0{,}22$. Nous avons alors essayé de retrouver nos résultats à l'aide d'un circuit électrique simulant une jonction Josephson et construit par C.K. BAK [49] . Ce circuit fonctionne suivant le schéma équivalent de RUSSER et, en particulier, suppose vérifiées les équations de Josephson.

Les premières expériences nous ont montré qu'il fallait tenir compte du bruit dans la simulation. Nous avons alors superposé un bruit qui ramené au micropont correspond à un niveau d'environ 1 µA (pour un courant critique $I_c \simeq 90$ µA).

Les résultats obtenus appellent plusieurs remarques :

a) nous reproduisons de façon satisfaisante la forme de variation des marches et un peu moins fidèlement celle du courant critique.

b) si l'on normalise les résultats de l'analogue à la marche n=1 on sous estime le courant critique $I_c$ et l'on surestime systématiquement les marches de numéro supérieur (le step n=2 est surestimé d'environ 25%), l'écart relatif entre les valeurs analogiques et expérimentales augmentant avec l'ordre du "step".

L'écart observé avec les résultats du modèle analogique peut être expliqué qualitativement en faisant intervenir l'échauffement, négligé dans le calcul de RUSSER.

### 6 - 3 - 3. discussion

GREGERS-HANSEN et al. [21] ont montré que, pour des ponts courts et de comportement voisin d'une jonction (annexe II), le calcul de RUSSER rend bien compte de la variation des marches et du courant critique. Un tel résultat est en accord avec les conclusions de leur modèle théorique qui prévoit une relation courant-phase sinusoïdale.

D'autre part, MERCEREAU [32] prédit, à partir du modèle de glissement de phase (annexe II, [40] ), une dépendance périodique. Son calcul suppose que le courant traversant le pont est grand devant $I_c$. L'oscillation de type Josephson est alors pratiquement sinusoïdale et le taux d'harmoniques est faible [40] .

Par contre la théorie du mouvement de vortex (LIKHAREV [41] , annexe II), qui s'applique à des ponts de grandes dimensions prévoit une relation courant-phase non sinusoïdale et même multivaluée (en accord avec les résultats de BARATOFF et al. [31] pour des ponts longs). On observe alors de nombreux sous harmoniques et les "steps" et le courant critique n'oscillent pas avec la puissance hyperfréquence.

GREGERS-HANSEN et al. [21] ont étudié la dépendance des marches dans le cas d'une relation courant-phase non sinusoïdale. La décomposition de cette relation en série de FOURIER peut alors s'écrire :

$$I = \sum_{m=1}^{\infty} I_n \sin (m\varphi)$$

En supposant que les microondes induisent une tension $V_1 \cos(\omega t)$ on peut montrer que la marche d'ordre n/m (correspondant à l'accord entre l'harmonique m de la fréquence Josephson et n du rayonnement hyperfréquence) vaut :

$$I_{n/m} = 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{kn} I_{km} J_{kn} \left(km \frac{2e V_1}{\hbar \omega}\right)$$

n/m est supposé irréductible (il peut être entier ou fractionnaire).

Le step d'ordre n/m se produit pour :

$$m V_o = n \frac{\hbar\omega}{2e}$$

Il est la somme de fonctions de BESSEL s'annulant pour des valeurs différentes de la puissance. L'annulation bien nette observée dans le cas d'une relation courant-phase sinusoïdale est ici estompée, d'autant plus que le taux d'harmoniques est élevé. A la limite la périodicité disparaît ou n'est plus mesurable expérimentalement.

L'observation d'une périodicité nette des marches et du courant critique semble donc liée à l'existence d'une relation courant-phase sinusoïdale ou quasi-sinusoïdale.

Cela semble être le cas de nos microponts ; on expliquerait ainsi pourquoi l'on n'observe pas de marches sous-harmoniques.

Remarque : une relation courant phase sinusoïdale ne signifie pas nécessairement l'absence de "steps" sous-harmoniques. Cette dernière* ne peut donc pas être prise comme un critère de l'existence de la périodicité des marches et du courant critique.

En effet le "resistive feedback" [63] qui à partir d'une relation courant phase sinusoïdale donne des harmoniques du courant Josephson et donc des "steps" sous-harmoniques ne modifie pas la dépendance vis-à-vis de la puissance hyperfréquence.

## 6 - 4 Influence d'un champ magnétique perpendiculaire sur la réponse hyperfréquence

La figure 17 montre l'évolution de la réponse hyperfréquence d'un micropont soumis à un champ perpendiculaire compris entre 100 et 500 G. On observe :

a) l'apparition de marches sous-harmoniques importantes surtout n=1/2. Nous avons aussi pu faire apparaître n=3/2 et n=1/3.

b) une certaine sélection des "steps" d'ordre entier : leur amplitude maximale est modulée suivant la valeur du champ magnétique.

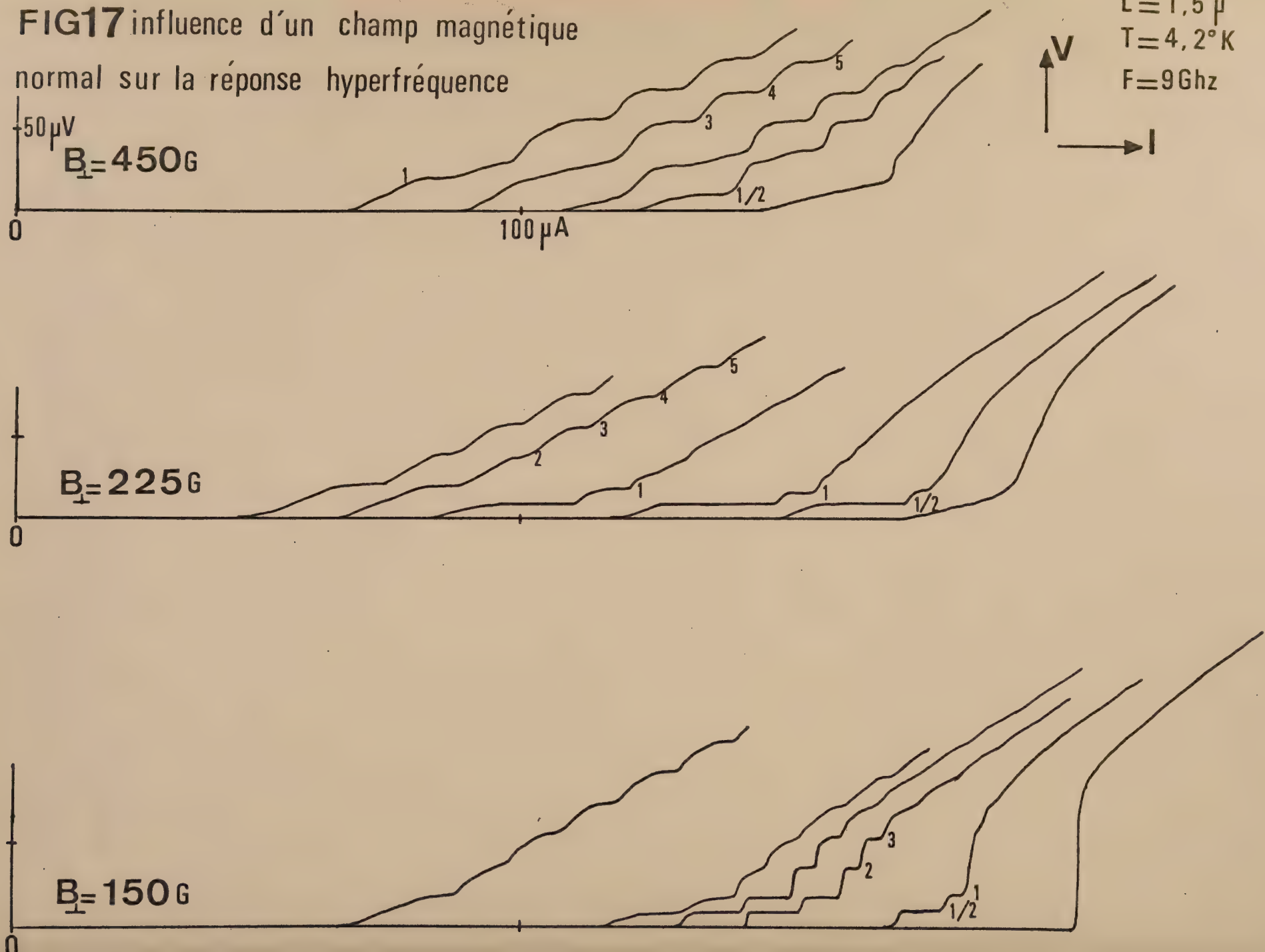
Ce phénomène a été observé systématiquement pour tous nos microponts quelle que soit la nature du substrat. Il est plus net pour les ponts courts ($L < 1\ \mu$).

L'apparition de marches sous-harmoniques indique la création par le champ magnétique d'harmoniques du courant Josephson.

Nous n'avons pas trouvé d'interprétation satisfaisante de ce phénomène.

* condition

**FIG17** influence d'un champ magnétique normal sur la réponse hyperfréquence



Remarque : En nous servant du modèle de LIKHAREV [41] et en supposant qu'il n'y a que deux vortex dans le pont, nous avons trouvé une diminution du taux d'harmoniques sous l'influence d'un champ.

## III - 7 CONCLUSION SUR LES PROPRIETES SUPRACONDUCTRICES DES MICROPONTS

Nous avons mis au point la méthode d'usinage ionique pour réaliser des microponts supraconducteurs "durs" (Nb) qui présentent des avantages appréciables de robustesse (résistance mécanique et aux agents oxydants). La supraconductivité est affaiblie par effet dimensionnel et surtout par implantation (III.4).

Les dimensions des ponts réalisés sont :

largeur $W = 0,6\ \mu$
longueur $0,6\ \mu < L < 8\ \mu$
épaisseur $d \sim 500$ Å

Nous avons évalué le libre parcours moyen électronique à 10-20 Å par des mesures de résistivité des ponts. Les ordres de grandeur des longueurs caractéristiques $\xi$ et $\lambda_\perp$ sont à 4,2°K [44] :

$$\xi \sim 0,01\ \mu$$
$$\lambda_\perp \sim 4 \text{ à } 5\ \mu .$$

Les dimensions W et L vérifient donc

$$\xi << W \leq L \leq \lambda_\perp$$

ce qui permet, dans ces microponts, la formation de vortex dont le mouvement explique vraisemblablement les effets de type Josephson observés.

Il est alors intéressant de comparer nos résultats expérimentaux avec les conclusions du modèle théorique du mouvement de vortex de LIKHAREV([41] et annexe II).

Il faut d'abord remarquer que LIKHAREV suppose les conditions suivantes :

- les dimensions du pont sont telles que $\lambda_\perp >> W >> L >> \xi$ ,

ce qui n'est pas notre cas,

- l'ancrage (pinning") des vortex est négligeable. Ceux-ci ont alors un mouvement visqueux. Or nos ponts subissent un léger bombardement créant de nombreux défauts et dislocations qui sont des sites privilégiés d'ancrage des vortex.

Le fait que nos ponts ne vérifient pas ces deux conditions peut expliquer pourquoi nous ne retrouvons pas sur de nombreux points les conclusions de LIKHAREV.

a) dans nos microponts les marches et le courant critique oscillent avec la puissance hyperfréquence,

b) nous observons peu de marches sous-harmoniques.

D'après la discussion du paragraphe III-6-3 ces deux résultats expérimentaux semblent correspondre à une relation courant phase sinusoïdale. Compte tenu des longueurs de nos ponts, une telle conclusion est en contradiction avec les résultats de plusieurs modèles théoriques [31] [35] .

Il n'existe pas actuellement d'explication théorique d'ensemble des propriétés observées.

Il est cependant intéressant de comparer nos résultats avec ceux de travaux récents menés parallèlement par d'autres auteurs sur des microponts en niobium. Le tableau suivant résume cette comparaison.

| Auteurs | Notarys et Mercereau [32] | Holdemann et Peters [28] | Arrington et Deaver [34] | Laibowitz [27] | Nos ponts |
|---|---|---|---|---|---|
| dimensions | $0,3\mu \leq L < 5\ \mu$<br>$0,5\mu < W < 300\mu$ | $W=L=0,7\ \mu$ | $L = 0,5\ \mu$<br>$W = 30\ \mu$ | $W \simeq L \simeq 0,3\mu$ | $W = 0,6\ \mu$<br>$0,6\mu \leq L \leq 8\ \mu$ |
| fabrication | anodisation | photomasquage | implantation de fer | photomasquage | usinage ionique |
| $I_c = f(T)$ | en général $(1-t)^{3/2}$ | $\sim(1-t^2)^{3/2}$ | $(1-t^2)^{3/2}$ | $1-t$ près de $T_c$ | $\sim(1-t^2)^{3/2}$ |
| "steps" sous-harmoniques | oui | pas étudié | en général non | non | en général non |
| périodicité des "steps" | modulation | pas étudié | oui | oui | oui |

Si l'on excepte les ponts à effet de proximité de NOTARYS et MERCEREAU, on constate une grande similitude des résultats expérimentaux avec les nôtres. Comme nous l'avons dit, certains d'entre eux ne s'interprètent par aucun modèle théorique connu. Il est vraisemblable que le niobium joue un rôle particulier qu'il serait souhaitable de pouvoir analyser de façon plus précise.

La réponse à un rayonnement hyperfréquence est l'un des gros intérêts pratiques des dispositifs à effet Josephson. Dans ce domaine, et en particulier en ce qui concerne la limitation en fréquence, les microponts sont actuellement moins performants que les contacts à pointe. Des possibilités d'amélioration seraient :

- l'emploi de matériaux à plus haute température critique qui permettent d'obtenir un gap supraconducteur (et donc une fréquence de coupure) plus élevée.

- La diminution des effets d'échauffement obtenue en utilisant un substrat bon conducteur de la chaleur ou en mettant au point une technique de fabrication de ponts à épaisseur variable.

Nous avons montré la possibilité d'effectuer un couplage magnétique des microponts ; les premiers résultats donnent une augmentation de la sensibilité.

En conclusion de notre étude on peut dire que :

a) un supraconducteur "dur" de deuxième espèce, tel que le niobium, peut être utilisé comme matériau de microponts.

b) l'implantation peut être un moyen commode de fabrication de dispositifs à supraconductivité affaiblie (voir [34] ). En particulier notre technique nous permet d'obtenir des microponts robustes mécaniquement, stables dans le temps et dont la température critique (de l'ordre de 5 à 6°K) permet un bon fonctionnement sur une gamme de température importante englobant 4,2°K.

c) un effet de type Josephson peut se manifester pour des microponts de longueur très supérieure à $\xi$. En fait les dimensions pratiques peuvent atteindre plusieurs µ. On peut réaliser couramment des dispositifs de

cette taille. L'étude des microponts ne nécessite plus alors des techniques de fabrication élaborées.

Ce travail peut être poursuivi en améliorant la montée en fréquence de nos microponts (par l'un des moyens ci-dessus) et en faisant varier leurs dimensions (et surtout la largeur) sur une plus grande gamme (ce qui nous placerait dans des conditions aux dimensions voisines de celles de LIKHAREV). L'étude des modifications de propriétés suivant les dimensions peut apporter de nouvelles précisions sur le mécanisme de l'oscillation de type Josephson.

---

Nos conditions expérimentales (ions argon d'énergie 90 keV bombardant le niobium) nous placent dans ce dernier cas.

On constate alors expérimentalement, et la théorie confirme ce fait, que le taux de pulvérisation S est une fonction qui croît d'abord rapidement avec E puis présente une saturation pour environ 10 à 15 keV.

2 - Description du processus de pulvérisation

Qualitativement, le mécanisme à l'intérieur de la cible est le suivant [5] : un ion incident subit dans la cible une série de collisions qui le ralentissent. Si l'énergie cinétique qu'il transmet à un atome de cible au cours d'une quelconque de ces collisions est suffisante, celui-ci peut être arraché de son site, subir une série de collisions secondaires et créer éventuellement une nouvelle génération d'atomes en mouvement qui peuvent à leur tour induire une nouvelle série de collisions et ainsi de suite. L'ion lui-même et les atomes de cible de forte énergie cinétique ont la possibilité de s'échapper à travers la surface à la suite d'une série de collisions. Les atomes ainsi arrachés peuvent provenir d'une profondeur assez importante (une fraction de la pénétration moyenne des ions). Mais ils ne constituent qu'une petite partie des atomes enlevés. En effet les trajets de l'ion et des atomes de forte énergie cinétique sont entoués d'un "nuage" d'atomes faiblement énergétiques mis en mouvement par des collisions d'ordre élevé. Ces atomes ayant une faible énergie ont un parcours très réduit. Ils ne peuvent s'échapper de la cible que s'ils ne se trouvent avant bombardement qu'à quelques distances interatomiques de la surface. Mais ils sont en si grand nombre qu'ils constituent la plus grande partie des atomes arrachés . La distribution énergétique des atomes enlevés par le phénomène de pulvérisation cathodique montre un pic prononcé aux faibles énergies et confirme ce fait.

Ce mécanisme ne fait cependant pas intervenir l'existence des directions privilégiées de pénétration des ions observés dans des cibles

monocristallines ("chanelling" : le taux de pulvérisation est alors fonction de l'incidence du faisceau ionique par rapport aux orientations cristallines). Il n'est donc valable que pour des cibles amorphes ou avec des grains de faibles dimensions. Expérimentalement, seul ce cas nous interesse.

3 - La théorie de SIGMUND

Jusqu'à ces dennières années (1968) les théories proposées de la pulvérisation cathodique ([3], KEYWELL, ROL et al, ALMEN et BRUCE) devant la complexité du phénomène, devaient introduire des hypothèses a priori ou un certain nombre de paramètres empiriques ajustables suivant les valeurs expérimentales (voir un peu plus loin le paramètre K de la théorie de ROL - ALMEN et BRUCE).Le manque d'informations théoriques précises sur les collisions (valeurs des sections efficaces en particulier) constituait une difficulté supplémentaire.

Plus récemment (1969) SIGMUND [5] a réussi à établir une théorie de la pulvérisation cathodique des cibles amorphes ou polycristallines en ne posant qu'un minimum d'hypothèses. Il a utilisé dans son calcul les valeurs des sections efficaces de collision d'atomes et d'ions établies par LINDHART et al pour la zone d'énergie de quelques keV. Il n'examine que les mécanismes d'éjection des atomes d'énergie cinétique faible provenant du voisinage immédiat de la surface (voir 2).

Les étapes de son calcul sont les suivantes :

a) déterminer l'énergie transmise par les particules énergétiques (ions et atomes de grande vitesse issus de collisions d'ordre faible) au voisinage de la surface.

b) calculer à partir de ce résultat le nombre d'atomes de faible énergie mis en mouvement par les séries successives de collisions.

c) déterminer parmi ces atomes le nombre de ceux arrivant au voisinage immédiat de la surface.

d) sélectionner parmi ces derniers ceux qui ont une énergie suffisante pour vaincre le potentiel de surface du matériau bombardé.

Il a de plus supposé que, dans une cible amorphe ou polycristalline, le ralentissement des particules en mouvement (ion ou atome) était isotrope et dû à des collisions désordonnées avec des atomes de cible placés au hasard. Ceci lui permet d'utiliser les équations de transfert de Boltzmann.

La comparaison entre ses valeurs théoriques et les résultats expérimentaux de certains auteurs est très satisfaisante.

Cette théorie appliquée à notre cas donne

$$S \simeq 2 \text{ atomes / ions.}$$

Cette valeur est trop forte ; nos résultats expérimentaux donnent $S \simeq 0{,}8$ atome / ion. La théorie de SIGMUND ne semble pas en cause, elle donne très vraisemblablement une "bonne" valeur pour S. Mais elle suppose des conditions d'usinage idéales qui ne sont pas vérifiées dans nos expériences.

4 - Discussion de la validité de la théorie dans notre cas

SIGMUND se place dans le cas d'un matériau bombardé pur ne subissant aucune contamination avant et pendant le bombardement.

4 - 1 La contamination avant le bombardement

Nos films sont exposés à l'air au moins une heure avant usinage. Il se forme alors une couche d'oxyde qui peut atteindre ue profondeur de quelques dizaines d'Å (MAYADAS [10] pour des films obtenus par "sputtering" a mesuré une épaisseur d'oxyde d'environ 30 Å)

Cet oxyde se pulvérise plus difficilement que le métal. Nous ne possédons pas de données précises sur l'usinage d'oxydes de niobium mais des études menées sur des métaux voisins donnent de bonnes indications (les taux de pulvérisation de $Ta_2O_5$ et $WO_3$ par le krypton sont diminués d'un rapport 3 à 1,5 respectivment par rapport au métal pur [14]).

D'autre part, dans un matériau polycristallin, les joints entre grains constituent des chemins privilégiés pour la diffusion de l'oxygène même loin en dessous de la couche d'oxyde. L'influence de l'oxyde et de l'oxygène diffusé devient donc déterminante lorsque l'on pulvérise des films minces de quelques centaines d'Å.

Remarque : Il existe deux méthodes de fabrication d'une couche mince l'évaporation (notre cas) et le "sputtering" (on bombarde un lingot de métal généralement avec des ions de gaz rares et on collecte les atomes métalliques ainsi arrachés). Expérimentalement pour le niobium, il semble [10] que le "sputtering" donne plus facilement des films monocristallins ou ayant des grains polycristallins de grandes dimensions.

Un film typique [7] en niobium obtenu par évaporation sera donc probablement oxydé plus en profondeur qu'un film obtenu par "sputtering". ECKSTEIN et al [14] expliquent ainsi les valeurs du taux de pulvérisation de leurs films de niobium évaporés, environ deux fois plus faibles que les résultats correspondants de SUMMERS et al [15] utilisant des cibles obtenues par "sputtering".

### 4 - 2 Contamination pendant le bombardement

#### 4 - 2 - 1 Recombinaison des atomes de cible

Il peut y avoir au cours d'un bombardement recombinaison d'atomes de cible arrachés et dont le libre parcours moyen est trop faible. On supprime cet effet en assurant un bon vide d'au moins $10^{-5}$ Torr. Dans nos expériences et dans toutes les études expérimentales récentes sur la pulvérisation, ce phénomène est négligeable.

#### 4 - 2 - 2 Rôle des molécules gazeuses adsorbées

Si, durant l'usinage, le flux sur la cible de molécules gazeuses de l'atmosphère ambiante est comparable, ou a fortiori supérieur au flux de particules énergétiques incidentes, il peut y avoir formation en cours d'usinage de couches de molécules adsorbées. Ces molécules sont le plus souvent l'oxygène et l'azote mais peuvent être

aussi des impuretés : dans notre cas de l'argon et des molécules d'huile venant des pompes.

Pour éliminer l'influence de ce phénomène, il faut assurer une densité ionique et un taux de pulvérisation importants, ainsi qu'un bon vide.

PLESHIVTSEV (voir [3]) a traduit ceci par la condition

$$j\,S > 50\,p\,f_i$$

où j est la densité ionique ( en $A/cm^2$)

S le taux de pulvérisation

p la pression (en Torr)

$f_i$ la probabilité d'adsorption d'une molécule incidente ("sticking probability")

Nos valeurs expérimentales donnent

$j\,S \simeq 6 \times 10^{-5}$ (avec la valeur obtenue par la théorie de SIGMUND 2 at/ion).

et $50\,p\,f_i \simeq 5$ à $10 \times 10^{-5}$ ($f_i$ est prise égale à 1, valeur la plus couramment admise).

La condition de PLESHIVTSEV n'est donc pas remplie de façon satisfaisante.

Le rapport r du flux ionique au flux de molécules gazeuses est dans notre cas (en négligeant le rôle de l'argon et des vapeurs d'huile) d'environ 0,3.

SUMMERS et al [15] ont étudié la variation du taux de pulvérisation du niobium par le niobium ( "self-sputtering") en fonction de r pour une énergie de particules incidentes de 60 keV. Pour r = 0,3 le taux de pulvérisation diminue de moitié environ par rapport à la valeur théorique.

Ces résultats peuvent nous donner des indications qualitatives

dans notre cas. Les taux de pulvérisation du niobium par un ion argon (masse 40) de 90 keV ou par un ion niobium (masse 93) de 60 keV doivent être comparables. On peut donc s'attendre à une diminution sensible de S dans nos conditions expérimentales.

Ceci explique probablement l'écart entre nos valeurs expérimentales et la théorie de SIGMUND.

5 - La théorie de ROL - ALMEN et BRUCE [4]

Il existe une théorie plus ancienne qui permet de retrouver approximativment nos résultats ; elle a été établie par ROL et al puis améliorée par ALMEN et BRUCE [ ].

Elle utilise l'hypothèse suivante : seule la première collision subie par la particule énergétique incidente donne naissance à une série de collisions entre atomes de cible pouvant conduire à la pulvérisation. SIGMUND [5] a montré que cette hypothèse n'était valable que si la masse $M_1$ de l'ion était très inférieure à la masse $M_2$ de l'atome de cible (dans notre cas $\frac{M_1}{M_2} = 0,43$).

Le calcul utilise ensuite un certain nombre de paramètres empiriques déterminés par les résultats expérimentaux. Or les conditions d'expérience d'ALMEN et BRUCE correspondent approximativement aux nôtres (le rapport r est environ 0,2 mais il y a peu d'informations disponibles sur leurs cibles). Les paramètres empiriques sont alors ajustés à des valeurs correspondant grossièrement à nos conditions expérimentales, ce qui explique que nos résultats vérifient approximativement la théorie.

Si les mesures d'ALMEN et BRUCE avaient été menées dans des conditions idéales, leurs paramètres empiriques se seraient ajustés pour donner des valeurs voisines de celles de SIGMUND, mais toutefois différentes à cause de leur hypothèse de départ.

Conformément à cette hypothèse, ROL et al ont écrit que le

taux de pulvérisation S est proportionnel à l'énergie maximale qui peut être transférée lors de la première collision :

$$\frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E$$

$$S = K \frac{1}{\lambda(E)} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E$$

K est une constante empirique indépendante de E mais dépendante du choix de l'ion et de la cible

$\lambda(E)$ est le libre parcours moyen de l'ion dans la cible. Il traduit la pénétration de l'ion ; plus $\lambda(E)$ est grand, plus la première collision aura lieu loin de la surface et moins elle aura de chance de conduire à l'extraction d'un atome. S décroît donc lorsque $\lambda(E)$ augmente. ROL et al ont écrit que S est inversement proportionnel à $\lambda(E)$.

On a $$\lambda(E) = \frac{1}{\pi R^2 n_o}$$

où $n_o$ est le nombre d'atomes de cible par unité de volume

R, rayon de collision, peut se calculer par [3]

$$R = \frac{a_o}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \text{ Log } \frac{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)}{4\pi\varepsilon_o R E M_2}$$

$a_o$ rayon de l'atome de Bohr (0,53 Å)

$\varepsilon_o$ constante diélectrique du vide ($8{,}85 \times 10^{-12}$ M K S)

e charge de l'électron

ALMEN et BRUCE ont montré, par un choix correct de la constante K, qu'ils pouvaient retrouver leurs valeurs expérimentales pour différentes cibles et différents projectiles.

Ils ont posé la loi empirique :

$$K = a \exp\left( - \frac{b \sqrt{M_1}}{M_1 + M_2} E_B \right)$$

où a et b sont deux constantes empiriques

$E_B$ est l'énergie de liaison des atomes de cible (7,5 eV pour le niobium)

Avec leurs valeurs numériques ils ont trouvé l'expression approchée suivante :

$$S \simeq 4{,}24 \times 10^{-10} \, n_o R^2 \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)} E \exp\left( - \frac{10{,}4 \sqrt{M_1}}{M_1 + M_2} E_B \right)$$

avec E et $E_B$ en eV

$M_1$, $M_2$ en g

R en m

$n_o$ en $m^{-3}$

Le temps d'usinage d'un film de niobium ($n_o \simeq 5{,}5 \times 10^{-28}\ m^{-3}$) est alors

$$t \simeq \frac{1{,}5\ d}{j\ S}$$

avec t en mn

d épaisseur du film (en Å)

j densité ionique sur la cible (en $\mu A/cm^2$) .

ANNEXE II

## LES PRINCIPAUX MODELES THEORIQUES DE MICROPONTS

Les mécanismes physiques qui régissent le fonctionnement des microponts ne sont pas parfaitement connus. Cette annexe étudie les trois principaux modèles théoriques développés ces dernières années:

1) microponts de comportement voisin de la jonction Josephson (GREGERS-HANSEN et al [21] ).

2) microponts où se manifeste le phénomène de "glissement de phase" ("phase-slip" RIEGER et al [40] ).

3) microponts où l'effet de type Josephson est dû au passage de vortex (modèle de LIKHAREV [41] ).

Dans un dernier paragraphe, nous effectuons une synthèse de ces modèles en étudiant en particulier leurs domaines respectifs d'application.

### 1. LA THEORIE DE GREGERS-HANSEN et al

Un certain nombre de modèles théoriques (CHRISTIANSEN et al [30], BARATOFF et al [31] , GREGERS-HANSEN et al [21] ) décrivent les microponts à partir des équations de GINZBURG-LANDAU à une dimension et indépendantes du temps (voir par exemple [44] pour ce formalisme). Leurs résultats sont voisins. Nous examinons ici en détail le calcul de GREGERS-HANSEN qui est le plus complet et dont les conséquences ont été confirmées expérimentalement de façon satisfaisante.

Certaines hypothèses sont posées au départ :

a) le micropont examiné est de type DAYEM (voir III.1).

b) le film est constitué de deux régions bien définies : le canal large (zone A, longueurs de pénétration et de cohérence de GINZBURG-LANDAU $\lambda_A$, $\xi_A$, paramètre d'ordre réduit $f_A\, e^{i\phi_A}$) et le pont (zone B, $\lambda_B$, $\xi_B$ et $f_B\, e^{i\phi_B}$) de longueur L et de largeur W. (fig. A1).

c) l'affaiblissement de supraconductivité dans le pont se traduit uniquement par une diminution du courant critique. Les autres grandeurs

thermodynamiques du pont, en particulier la température critique $T_c$, sont inchangées.

d) l'épaisseur d du film est supposée inférieure à $\xi_A$, $\xi_B$, $\lambda_A$ et $\lambda_B$.

e) le changement de densité de courant entre le pont et le film se fait près du pont sur une distance faible par rapport à celle où le paramètre d'ordre peut changer : on a donc $\lambda_A \ll \xi_A$ (ce qui montre que le matériau du film doit être de première espèce).

Par les conditions d)et e), les densités de courant $f_A$ et $f_B$ sont constantes et l'on peut utiliser les équations de GINZBURG-LANDAU à une dimension (suivant x sens de propagation du courant, l'origine x = 0 étant prise au milieu du pont).

En utilisant les variables réduites

$$X = \frac{x}{\xi_B} \qquad J = \xi_B f_B^2 \frac{d\phi_B}{dx}$$

on trouve :

$$\frac{d^2 f_B}{dX^2} - J^2 f_B^{-3} + f_B - f_B^3 = 0 \qquad \text{(pont)} \qquad (1)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d^2 f_A}{dX^2} - \sigma^2 \chi J^2 f_A^{-3} + f_A - f_A^3 = 0 \qquad \text{(canal)} \qquad (2)$$

où $$\sigma = \frac{\sigma_A}{\sigma_B} = \frac{\text{section transversale du canal}}{\text{section transversale du pont}}$$

$$\gamma = \left(\frac{\lambda_A}{\lambda_B}\right)^2 = \left(\frac{\xi_B}{\xi_A}\right)^2 .$$

$\chi$ est le rapport des fonctions d'impuretés $\chi$ de GOR'KOV des deux régions; il mesure l'affaiblissement de la supraconductivité dans le pont (celui-ci est dû ici à une diminution du libre parcours moyen car les températures critiques du canal et du pont sont identiques).

Les constantes d'intégration de (1) et (2) sont $f_\infty$ valeur de $f_A$ loin du pont et $f_o = f_B(o)$. D'autre part ces deux équations sont raccordées à la jonction pont-canal, par les conditions aux limites de ZAITSEV : la composante normale du courant doit être la même de part et d'autre de la limite pont canal.

Tous calculs faits on obtient :

$$\frac{1}{2} f_1^4 - f_1^2 - \frac{1}{2} f_\infty^4 + f_\infty^2 - \sigma^2 \gamma J^2 (f_1^{-2} - f_\infty^{-2})$$

$$= \sigma^2 \gamma \left[ \frac{1}{2} f_1^4 - f_1^2 - \frac{1}{2} f_o^4 + f_o^2 - J^2 (f_1^{-2} - f_o^{-2}) \right] \qquad (3)$$

où $f_1 = f_A \left( \pm \frac{1}{2} \frac{L}{\xi_B} \right) = f_B \left( \pm \frac{1}{2} \frac{L}{\xi_B} \right)$.

GREGERS-HANSEN et al recherchent alors des solutions approchées de (1) et (2).

L'équation (1) est résolue en partie par

$$f_B^2 = f_o^2 + (1 - f_o^2) \frac{X^2}{X_o^2} \qquad (4)$$

où $X_o = \frac{x_o}{\xi_B}$ vérifie $f_B (X_o) = 1$

Cette solution vérifie $\left(\frac{df_B}{dX}\right)^2 = J^2 \left[ f_o^{-2} - f_B^{-2} \right]$

si $J^2 = (1 - f_o^2) f_o^2 \frac{1}{X_o^2}$ (5)

L'approximation n'est correcte que si $X_o^2 \ll 1$

Ceci entraîne $x_o < \xi_B$, or $x_o < \frac{L}{2}$, donc si $L \ll 2 \xi_B$ la condition sera remplie.

(5) peut alors être utilisée pour éliminer J dans l'équation (3). On obtient alors au premier ordre en $\delta = \frac{\sigma^2 \gamma}{X_o^2}$ supposé petit (nous verrons plus loin les conséquences de cette hypothèse) :

$$f_\infty^2 = 1 - f_o^2 (1 - f_o^2) \delta \qquad (6)$$

$$f_1^2 = 1 - (1 - f_o^2) (2\delta)^{1/2} \qquad (7)$$

De la même façon une solution approchée de (2) est

$$f_A^2 = \left[ 1 - f_o^2 (1 - f_o^2) \delta \right] \text{th}^2 \left( \frac{X + X_2}{\sqrt{2\gamma}} \right) \qquad (8)$$

Les équations (2) et (6) sont alors vérifiées si les hypothèses énoncées précédemment sont satisfaites.

Si l'on fait la différence $\Delta \phi$ des variations de phase de

$x \longrightarrow -\infty$ à $x \longrightarrow +\infty$ avec et sans le pont (en utilisant dans le pont et dans le canal des relations du type $J = f_B^2 \frac{d\phi}{dX}$) et si on utilise (4) et (5) on trouve :

$$\frac{\Delta\phi}{2} = \text{arc tg}\left(\frac{j\mathcal{L}}{2f_o^2}\right) + JX_o\sqrt{\delta}\left[\sqrt{\delta}\,(1 - f_o^2) - \frac{\mathcal{L}}{2}\right]$$

$$\frac{J\mathcal{L}}{f_1^2} = \sin(\Delta\phi - \beta)$$

où $\mathcal{L} = \frac{L}{\xi_B}$

et $\beta = 2J\,X_o\sqrt{\delta}\left[\sqrt{\delta}\,(1-f_o^2) - \frac{\mathcal{L}}{2}\right]$

Si on utilise (7) et si on élimine $f_o$, $\delta$ et $X_o$ on trouve le courant I dans le pont

$$I = \frac{\sigma_B}{L}\,\frac{C}{4\pi\lambda_B^2}\,\frac{\phi_o}{2\pi}\left\{\left[1 - \frac{\sqrt{2}}{\alpha}\xi_B\right]\sin\Delta\phi + \frac{1}{2}\,\frac{\sqrt{2}}{\alpha}\,\xi_B\sin(2\Delta\phi)\right\} \qquad (9)$$

où $\frac{1}{\alpha} = \frac{(\sigma^2\gamma)^{1/2}}{L} \ll 1$ ( $\beta$ a été négligé car il donne des termes d'ordre supérieur en $\alpha$ ).

Le micropont est dans la limite sale : $\lambda_B$ et $\xi_B$ sont fonctions du libre parcours moyen électronique l qui est relié à la résistivité du matériau du micropont [47]. D'autre part $\lambda_B$ peut s'exprimer en fonction du "gap" supraconducteur $\Delta(T)$ (voir les équations 6-22 b, 7-44, 7-43 b et 7-48 de [44] ).

On trouve alors

$$I = \frac{\pi}{4e}\,\frac{1}{R_N}\,\frac{\Delta^2(T)}{k_B T_c}\,\sin(\Delta\phi) \qquad (10).$$

où l'on a gardé uniquement le terme d'ordre 0 en $\alpha$.

$R_N$ est la résistance normale du pont ($R_N = \frac{\rho L}{\xi_B}$).

La relation courant-phase trouvée est donc sinusoïdale. Mathématiquement elle est identique où celle donnant le courant traversant une jonction Josephson. Cependant dans ce dernier cas $R_N$ est remplacée par la résistance de passage des quasiparticules par effet tunnel.

Le calcul précédent suppose $X_o^2 \ll 1$ et $\delta = \frac{\sigma^2 \gamma}{X_o^2} \ll 1$ soit

$$\sigma^2 \gamma \ll \left(\frac{L}{2\xi_B}\right)^2 \ll 1$$

$\sigma^2 \gamma$ représente le carré du rapport des courants critiques du pont et du canal. La première inégalité montre que le courant critique du pont doit être très inférieur à celui du canal.

La deuxième inégalité montre que la longueur L du pont doit être inférieure à la longueur de cohérence $\xi_B$. Ce n'est pas la seule condition aux dimensions car la première inégalité montre que la largeur du pont est bornée supérieurement.

Si ces deux conditions sont remplies, le micropont présente des propriétés très voisines d'une jonction Josephson :

a) près de $T_c$, $\Delta(T)$ varie en $(T_c - T)^{1/2}$. $I_c$ donné par (10) varie linéairement avec T.

b) la relation courant-phase est sinusoïdale.

c) variation périodique des "steps" avec la puissance hyperfréquence si on irradie le micropont.

La dernière propriété (c)) n'est pas une conséquence directe de la théorie. En effet, celle-ci utilisant les équations de GINZBURG-LANDAU indépendantes du temps, ne peut s'appliquer qu'à des phénomènes indépendants du temps, donc à l'effet Josephson continu. GREGERS-HANSEN et al ont étendu l'analogie entre leurs microponts et les jonctions Josephson au domaine de l'effet Josephson alternatif. Ils ont en particulier montré que la forme de la caractéristique courant-tension et la dépendance des "steps" avec la puissance hyperfréquence s'interprètent de façon relativement satisfaisante en utilisant le modèle équivalent, valable pour une jonction tunnel, dans lequel un élément Josephson est shunté par une résistance (voir Mc CUMBER [36] et RUSSER [20] ).

2. LE MODELE DE "GLISSEMENT DE PHASE" (OU "PHASE-SLIP").

On sait que pour une jonction Josephson on peut écrire une équation du type (voir III.1) :

$$\varphi = \frac{2e}{\hbar} \int V \, dt$$

$\varphi$, différence de phase du paramètre d'ordre supraconducteur de part et d'autre de la barrière isolante, est donc dépendante du temps.

Le modèle de "glissement de phase", introduit par RIEGER, SCALAPINO et MERCEREAU [40], décrit au contraire une situation où, à la fois, la phase et l'amplitude du paramètre d'ordre sont dépendantes du temps. Il a été conçu pour interpréter les propriétés dynamiques de dispositifs à supraconductivité affaiblie donc en particulier l'effet Josephson alternatif des microponts.

Le "glissement de phase" est un processus de relaxation périodique pendant lequel l'amplitude du paramètre d'ordre s'annule pendant un temps très court devant la période dans une petite région du supraconducteur "faible"; simultanément la différence de phase aux bornes de cette région diminue de $2\pi$.

Les étapes du raisonnement sont les suivantes.

Considérons l'évolution dans le temps d'un supraconducteur faible à une dimension. Si une tension V est appliquée, les électrons supraconducteurs seront accélérés. Cet état d'accélération a une durée finie car la vitesse des électrons supraconducteurs ne peut dépasser une certaine vitesse critique $v_c$; au-delà de $v_c$, les paires de Cooper ont tendance à se briser.

Considérons un modèle à "deux fluides"; au-delà de $v_c$, toute augmentation de vitesse des électrons supraconducteurs aura tendance à diminuer le courant supraconducteur. La composante "normale" du courant sera donc augmentée. On aura alors accroissement du champ électrique nécessaire au transport de cette composante normale. Ceci augmentera à nouveau la vitesse des électrons supraconducteurs. Au-delà de $v_c$ l'état supraconducteur est donc instable. L'amplitude du paramètre d'ordre s'annule. Ce phénomène a lieu sur des distances de l'ordre de la longueur de cohérence.

RIEGER et al supposent que cette annulation se fait en un temps très court devant le temps d'accélération nécessaire pour atteindre $v_c$ (nous verrons plus loin les conséquences de cette hypothèse).

Le traitement mathématique employé pour décrire l'état d'accélération est inutilisable à lui-seul pour prédire l'évolution du système après l'annulation du paramètre d'ordre. Il faut alors faire appel à l'hypothèse du "glissement de phase" qui peut se résumer ainsi :

instantanément après l'annulation du paramètre d'ordre le système se recondense dans un état supraconducteur cohérent mais dans lequel la différence de phase entre deux points de part et d'autre de la zone d'annulation a changé de $2\pi$ . L'énergie libre du système $F_{2\pi}$ est inférieure à celle $F_o$ de l'état initial avant glissement de phase. Le nouvel état supraconducteur est accéléré jusqu'à la vitesse critique puis s'annule à nouveau, et le cycle se reproduit. On obtient une oscillation de relaxation.

Les résultats de calcul (voir plus loin) montrent que le courant supraconducteur présente une composante à la fréquence Josephson $\frac{2eV}{h}$ et de nombreuses harmoniques.

La description doit être complétée en tenant compte de la dissipation d'énergie. En effet dans une structure où se produit le glissement de phase, l'amplitude du paramètre d'ordre supraconducteur s'annule périodiquement dans une zone de très petites dimensions. Une petite quantité d'énergie de condensation est ainsi perdue à chaque cycle. Dans le modèle à deux fluides si $I_s$ est la valeur moyenne du courant supraconducteur, cette puissance dissipée vaut $I_s V$. Elle s'ajoute à la dissipation $\frac{V^2}{R}$ due au courant "normal" (R résistance normale du pont). Pour un dispositif alimenté par un courant total $I_T$

$$I_T V = \frac{V^2}{R} + I_s V \quad \text{soit} \quad I_T = \frac{V}{R} + I_s .$$

Ce dispositif est donc traversé par un courant supraconducteur moyen $I_s = I_T - \frac{V}{R}$ qui traduit la dissipation intrinsèque au phénomène de "phase-slip". Celle-ci existe à toutes tensions; $I_s$ ne tend pas vers 0 lorsque V augmente; la caractéristique I-V aux fortes tensions est seulement parallèle et non confondue à la droite $I = \frac{V}{R}$. On observe un excès de courant ("excess-current"), contrairement aux jonctions Josephson.

Remarque : Tout ce raisonnement a été mené dans un supraconducteur à une dimension. Le mécanisme responsable du glissement de phase est l'instabilité du courant supraconducteur au-delà de la vitesse critique $v_c$ et non un mouvement de vortex. Ce phénomène n'implique aucun transport de flux, ni aucun mouvement de vortex (voir 4).

Durant l'état d'accélération, le paramètre d'ordre supraconducteur $\psi$ est décrit à l'aide des équations de Ginsburg-Landau dépendantes du temps

Celles-ci sont établies phénoménologiquement à partir des équations indépendantes du temps. Le comportement de $\psi$ est régi par :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{2i\mu}{\hbar}\right)\psi = \frac{1}{t}\left[(1 - \eta|\psi|^2) + \xi^2\left(\vec{\nabla} - \frac{2ie}{\hbar c}\vec{A}\right)^2\right]\psi$$

obtenue à partir des équations indépendantes du temps en écrivant que le taux de variation de $\psi$ est proportionnel à son écart par rapport à sa valeur d'équilibre.

$\mu$ est le potentiel électrochimique du système

On peut montrer que $\mu \simeq eV$ (si l'on prend le o de potentiel à $V = 0$).

Le courant total s'écrit :

$$j_{tot} = -\frac{ie\hbar}{m}\left[\psi^*\left(\vec{\nabla} - \frac{2ie}{\hbar c}\vec{A}\right)\psi - c.c.\right] - \frac{\sigma}{e}\vec{\nabla}\mu$$

A une composante supraconductrice donnée par l'expression habituelle de la théorie de GINZBURG-LANDAU on a rajouté une composante "normale" ( $\sigma$ est la conductivité électrique).

Contrairement à de nombreux traitements des équations de GINZBURG-LANDAU dépendantes du temps, cette approche phénoménologique permet de satisfaire à l'équation de continuité de la charge et du courant. RIEGER et al déduisent l'expression de la densité de charge à partir de la densité de courant dans l'équation de continuité.

Les équations sont résolues numériquement en divisant le pont en un certain nombre de sections. A l'extérieur de la région de supraconductivité faible l'amplitude du paramètre d'ordre est maintenue constante, elle correspond à une supraconductivité forte et le champ électrique y est nul. Par contre à l'intérieur de cette région le paramètre d'ordre, le champ électrique, la densité de courant varient dans le temps et dans l'espace.

Les équations précédentes décrivent l'état d'accélération. Pendant ce temps $F_o$ énergie libre d'une petite région de la zone de supraconductivité faible est calculée et comparée à $F_{2\pi}$, énergie qu'aurait cette même région si la différence de phase à ses bornes avait diminué de $2\pi$. Lorsque $F_{2\pi}$ devient inférieur à $F_o$ la différence de phase est réduite de $2\pi$. On traduit ainsi le glissement de phase. Le système est alors à nouveau dans l'état d'accélération et le processus recommence.

La zone de supraconductivité faible est supposée "attaquée" à t = 0 par une source de courant.

Les résultats se séparent en deux parties :

a) pour un courant appliqué $J_T$ inférieur au courant critique $J_c$, le courant supraconducteur $J_s$ s'ajuste à $J_T$ après un régime transitoire.

La forme de $J_s$ en fonction de la différence de phase $\Delta\varphi$ dépend de la "faiblesse" de la zone où se produit le glissement de phase. Conformément aux résultats de Baratoff et al [3I] qui utilisent les équations de GINZBURG-LANDAU indépendantes du temps, le glissement de phase donne une relation courant-phase sinusoïdale pour des ponts courts et de supraconductivité suffisamment affaiblie. Si le pont est long et la supraconductivité peu affaiblie la relation courant-phase tend vers $J = \mathrm{grad}(\varphi)$ valable pour un supraconducteur massif.

b) si $J_T$ est supérieur à $J_c$, on entre dans le régime de glissement de phase.

Comme on utilise un modèle à deux fluides, on peut écrire que $J_s(t)$, moyenne spatiale du courant supraconducteur, est :

$$J_s(t) = J_T - \frac{V}{R}$$

Les résultats de calcul montrent que $J_s(t)$ est périodique dans le temps et a une moyenne temporelle non nulle. $J_T$ étant constant la tension V est aussi périodique en temps et sa moyenne temporelle $\langle V \rangle$ est inférieure à $J_T R$.

La décomposition spectrale de $J_s(t)$ montre une composante à la fréquence Josephson $\frac{2e \langle V \rangle}{\hbar}$ et de nombreuses harmoniques. Celles-ci sont importantes pour $J_T$ de l'ordre de $J_c$ mais diminuent lorsque $J_T$ augmente: l'oscillation devient de plus en plus sinusoïdale.

Pour un pont de résistance R, polarisé par une source de courant $I > I_c$, les résultats expérimentaux de RIEGER et al s'interprêtent de façon satisfaisante en écrivant le potentiel V(t) sous la forme :

$$V(t) = RI - v_s$$

avec

$$v_s(t) = \frac{1}{2} RI_c \left[ 1 + \cos \left( \frac{2e}{\hbar} \int_0^t V(t')dt' \right) \right]$$

Dans ce modèle l'excès de courant vaut $\frac{I_c}{2}$. D'autre part on retrouve

bien que pour $I \gg I_c$ l'oscillation est pratiquement sinusoïdale et que pour $I \simeq I_c$ on observe de nombreuses harmoniques de la fréquence Josephson.

En conclusion, le glissement de phase est un processus de relaxation périodique qui génère un courant supraconducteur à la fréquence Josephson. Contrairement au cas d'une jonction tunnel, où l'oscillation Josephson est traduite par une relation courant phase sinusoïdale et une variation de la phase, l'oscillation produite par le glissement de phase est indépendante de la relation courant-phase. Elle peut en particulier se produire dans des supraconducteurs "forts" où la relation est $J = \text{grad}(\varphi)$.

Remarque : RIEGER et al supposent que l'annulation du paramètre d'ordre se fait en un temps négligeable devant la période du phénomène; autrement dit le rapport u des temps de relaxation du paramètre d'ordre et du courant est très inférieur à 1.

Or dans des supraconducteurs contenant des impuretés non paramagnétiques $u \simeq 5{,}8$. L'hypothèse de RIEGER et al n'est donc pas vérifiée. LIKHAREV et YAKOBSON [35] ont alors montré qu'il existe toujours un courant d'excès mais que sa valeur est en général différente de $\frac{I_c}{2}$ et dépend de la longueur du pont.

Leur interprétation physique du "courant d'excès" est différente: ils considèrent que l'effet Josephson alternatif est dû à l'interférence dans le pont des paramètres d'ordre des deux moitiés de film. Lorsqu'on augmente le courant dans le pont cette interférence disparaît. La caractéristique devient alors rectiligne et parallèle à la droite $I = \frac{V}{R}$. Ce phénomène apparaît pour un courant dépendant de la longueur du pont.

### 3. LE MODELE DE VORTEX DE LIKHAREV

Il s'applique au cas de microponts qui ne satisfont pas aux conditions aux dimensions du modèle de GREGERS-HANSEN et al : longueur L et largeur W très supérieures à $\xi$.

La destruction de la supraconductivité sous l'action d'un courant est alors due à la pénétration de "vortex" dans la région du pont. Ces vortex sont créés par paires de polarité opposées aux deux bords du pont et se déplacent perpendiculairement au courant sous l'action de

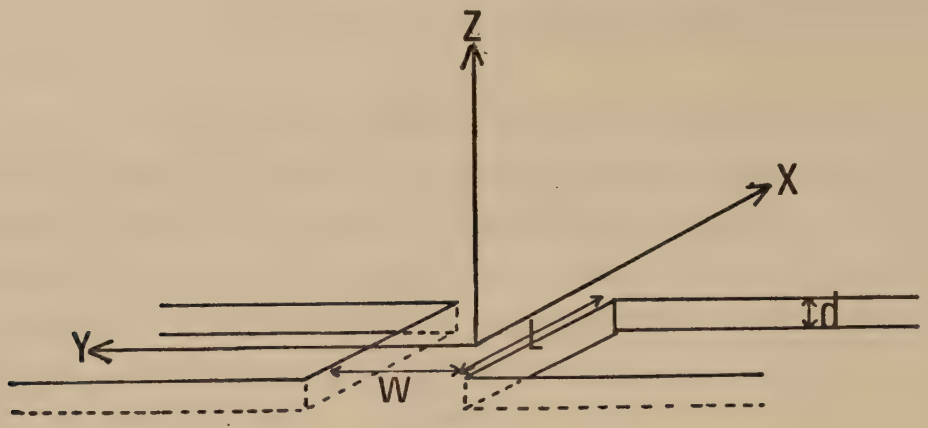



FIG A1 micropont

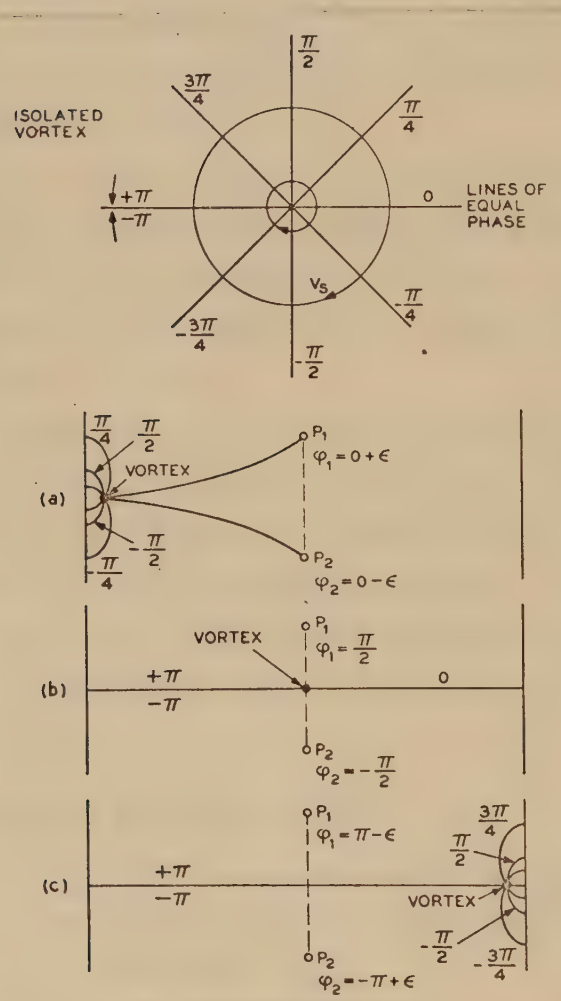



FIGURE A2: CHANGEMENT DE PHASE ENTRE DEUX POINTS $P_I$ ET $P_2$ D'UN CANAL LORSQU'UN VORTEX PASSE ENTRE EUX.LE VORTEX SE DEPLACE DE GAUCHE A DROITE;LORSQU'IL PASSE D'UN COTE A L'AUTRE LA DIFFERENCE DE PHASE CHANGE DE $2\pi$ (D'APRES ANDERSON [68] ).

la force de Lorentz. Ce mouvement responsable de l'effet de type Josephson ne peut être cohérent que si $L \leqslant 2\lambda_\perp$ (III.1, $\lambda_\perp$ est la longueur effective de pénétration du champ magnétique).

Peu de temps après la découverte de l'effet Josephson, ANDERSON [68] a montré (voir figure A2) que le passage de vortex entre deux points $P_1$ et $P_2$ d'un canal supraconducteur (donc en particulier du pont) augmente de $2\pi$ la différence de phase entre ces deux points. Si $\frac{dn}{dt}$ est le nombre moyen de vortex passant entre $P_1$ et $P_2$ par unité de temps, on peut alors montrer que

$$2e \langle v \rangle = h \left\langle \frac{dn}{dt} \right\rangle = \hbar \left\langle \frac{d\varphi}{dt} \right\rangle$$

où $\langle v \rangle$ est la tension continue aux bornes du pont.

On obtient alors une formule, semblable à la deuxième équation de Josephson, qui permet d'expliquer les effets de type Josephson alternatif (III.1).

Pour obtenir un mouvement de vortex dans le pont, il faut que les dimensions de celui-ci soient supérieures à la longueur de cohérence (sinon le vortex n'a pas suffisamment de place pour se former). Dans ce cas les calculs de BARATOFF et al [31] montrent que la relation courant-phase n'est plus sinusoïdale. La différence de phase $\Delta\varphi_c$ correspondant au courant critique $J_c$ augmente. La relation courant phase devient multivaluée : à une valeur de la différence de phase correspondent plusieurs courants possibles. On ne peut donc déduire aucun renseignement précis de la relation courant-phase de ponts longs.

LIKHAREV, par une étude théorique du mouvement de vortex, a montré que l'on peut prévoir un effet de type Josephson et que la densité de courant n'est pas uniquement fonction de la différence de phase à travers le pont.

Il considère le cas où les dimensions L et W vérifient

$$\xi \ll L \ll W \ll \lambda_\perp \qquad \text{(voir figure A1)}$$

Soient $x_k$ et $y_k$ les coordonnées du $k^{ième}$ vortex.

La force totale qui s'exerce sur lui est

$$\overrightarrow{F_k}(x_k, y_k) = \overrightarrow{F_{Lk}}(x_k, y_k) + \overrightarrow{\nabla_k}(E_k)$$

où $F_{Lk}$ est la force de LORENTZ s'exerçant sur le vortex : (nous raisonnons dans le système CGS) :

$$F_{Lk} = s_k \frac{\phi_o}{c} \left[ \vec{i}_T (x_k, y_k) + \sum_{m \neq k} \vec{i}_m (x_k, y_k) \right] \wedge \vec{n}_z$$

où $n_z$ est le vecteur unitaire suivant la direction z perpendiculaire au pont.

$i_T(x_k, y_k)$ est la densité linéaire de courant de transport (créée par les sources extérieures) au point $x_k$, $y_k$.

$\sum_{m=k} i_m (x_k, y_k)$ est la densité de courant au point $x_k$, $y_k$ due aux autres vortex.

$s_k = \pm 1$ suivant les sens relatifs du champ du vortex et de $n_z$.

$E_k$ est l'énergie propre d'un vortex. LIKHAREV montre qu'elle est pratiquement constante le long de la largeur du pont, mais qu'elle dépend fortement de x. Elle est minimale pour x = o, à mi-distance des canaux. Les vortex ont donc tendance à se déplacer en rangées à x = 0. On peut alors écrire $\vec{\nabla}_{x,y} (E_k) = 0$.

$$\vec{F}_k(x_k, y_k) = \vec{F}_{Lk} (x_k, y_k).$$

Nous étudierons maintenant les phénomènes suivant l'axe y transversal au pont.

Dans le micropont on peut écrire (voir par exemple [44] )

$$J_{T \text{ ou } k} = - \frac{4 e^2 n^2}{mc} A_{T \text{ ou } k} (y)$$

J est la densité de courant

n la densité d'électrons supraconducteurs

A le potentiel vecteur

l'indice T fait référence aux grandeurs liées au courant de transport, et l'indice k aux vortex.

Si on introduit la densité linéaire $i = \frac{J}{d}$ on a :

$$i_{T \text{ ou } k} (y) = - \frac{c}{2\pi \lambda_\perp} A_{T \text{ ou } k} (y).$$

D'autre part les courants varient sur des longueurs caractéristiques $\lambda_\perp \gg W$ et L. On peut les supposer constants en module. On aura :

$$i_T = -\frac{c}{2\pi\lambda_\perp} A_T \quad \text{avec} \quad A_T = A_o$$

où $A_o$ est la moyenne spatiale du potentiel vecteur créant le courant de transport.

Si un champ H perpendiculaire au plan du pont est appliqué on a $A_T = A_o + Hy$

On peut calculer $A_k$, potentiel vecteur lié aux vortex. LIKHAREV trouve alors pour le courant $i_k$

$$i_k = s_k \frac{c\,\phi_o}{4\pi L\,\lambda_\perp} \text{ signe } (y - y_k)$$

$i_k$ est suivant x; son module est constant (voir remarque précédente) mais son signe change lorsqu'on passe de part et d'autre du vortex.

$A_o$ peut alors se calculer en écrivant que le courant total I à travers le pont est la somme du courant de transport et des courants créés par les vortex.

$$I = \int_{-\frac{W}{2}}^{+\frac{W}{2}} \left[ i_T(y) + \sum_k i_k(y) \right] dy$$

A l'aide des relations précédentes on trouve

$$A_o = \frac{2\pi\lambda_\perp}{cW} I - \frac{\phi_o}{LW} \sum s_k y_k$$

Le courant I est suivant x, le champ des vortex est suivant z, la force de Lorentz $F_{ik}$ est suivant y. On peut alors écrire :

$$F_k = s_k \frac{\phi_o}{c} \left[ \sum_{m \neq k} i_m - \frac{c}{2\pi\lambda_\perp} (A_o + Hy) \right]$$

soit

$$F_k = s_k \frac{\phi_o^2}{4\pi\lambda_\perp L} \left[ \frac{I}{I_o} - h\left(\frac{2y_k}{W}\right) + \sum sm \left(\frac{2y_m}{W} + \text{signe}(y - y_k)\right) \right]$$

avec $I_o = \frac{c\,\phi_o\,W}{4\pi\lambda_\perp L}$ et $h = \frac{H\,WL}{\phi_o}$

Si l'on suppose un mouvement visqueux de vortex (ce qui revient à

négliger les forces d'ancrage ou de piègeage) on a $\frac{dy_k}{dt} = \frac{1}{n} F_k$ (n coefficient de viscosité).

On peut alors écrire le résultat fondamental :

$$s_k \frac{d a_k}{dt} = \frac{\phi_o^2}{2\pi \lambda_\perp L W} \left\{ \frac{I}{I_o} - h\, a_k + \sum_m s_m \left[ a_m + \text{signe}(a_k - a_m) \right] \right\}$$

avec $a_k = \frac{2y_k}{W}$

La tension aux bornes du pont est

$$V(t) = -\frac{L}{c} \frac{d\Lambda_T(t)}{dt} = \frac{\phi_o}{cW} \sum_k s_k \frac{df_k}{dt}$$

Sa valeur moyenne $\langle V \rangle$ est

$$\langle V \rangle = \frac{\phi_o}{cW} \sum_k f_k \int_o^{1/f_k} s_k \frac{dy_k}{dt}\, dt$$

$$\int_o^{I/f_k} s_k \frac{dy_k}{dt}\, dt = W$$

$\sum f_k = f$ représente la fréquence de passage de vortex à travers le pont.

$$\langle V \rangle = \frac{hf}{2e}$$

On obtient une équation analogue à celle d'ANDERSON (voir plus haut).

L'analyse de l'équation fondamentale donne les résultats suivants:

a) le courant critique est $I_c = I_o = \frac{c\phi_o W}{4\pi \lambda_\perp L}$.

Comme $\lambda_\perp(T) = \lambda_\perp(o) \frac{1}{1 - \frac{T}{T_c}}$ on a $I_c(T) = I_c(o)\ (1 - \frac{T}{T_c})$

Le courant critique varie linéairement avec la température (l'expression est formellement identique au résultat d'ASLAMAZOV et LARKIN[73] pour des contacts à pointe de dimensions inférieures à la longueur de cohérence; voir III - 5 - 2 - 1).

b) la dépendance du courant critique avec le champ magnétique H est

$$I_c(H) = I_c(o)\ \frac{(n+1-h)(h-n)}{h}$$

pour $n < h < n + 1$.

$h = n$ correspond à l'entrée du $n^{ième}$ vortex dans le pont. La courbe présente les mêmes zéros que pour une jonction Josephson mais la forme mathématique est différente (dans une jonction

$$I_c(H) = \frac{\sin (Ah)}{Ah}\ ).$$

c) la caractéristique courant tension peut être calculée. Aux fortes tensions elle varie comme $I \backsim V^{1/2}$.

d) lorsque le courant est supérieur à $I_o$, une tension alternative de fréquence $\frac{2e<V>}{h}$ ainsi que toutes ses harmoniques apparaît aux bornes du pont. Lorsqu'on impose un courant $I(t) = I + I_1 \cos(\omega t)$ on observe de nombreux "steps" harmoniques et sous harmoniques. Leur amplitude n'oscille pas avec la puissance hyperfréquence.

En conclusion, le modèle de LIKHAREV montre clairement que dans certains microponts le passage de vortex peut créer une cohérence intrinsèque de phase et un effet de type Josephson. Cette théorie démontre, d'autre part, qu'une relation courant-phase multivaluée n'est pas incompatible avec un effet de type Josephson. L'expérience [42] a confirmé ces prédictions.

## 4. Conclusions

Fondamentalement, les modèles précédents sont différents aspects du même mécanisme. Le glissement de phase représente la limite à une dimension du modèle de déplacement de vortex : il se produit lorsque la taille du pont ne permet plus l'admission d'un vortex, donc pratiquement lorsque l'une des dimensions du pont devient inférieure à la longueur de cohérence. Dans le cas contraire on a mouvement de vortex.

En pratique on distingue donc deux cas

a) W et $L > \xi$

On a mouvement de vortex. Celui-ci est cohérent si $2\lambda_\perp \gtrsim L$. Le modèle de LIKHAREV s'applique .

b) glissement de phase :

Il se divise en deux -W et L $< \xi$ : compte tenu de la faible longueur du pont un effet de proximité dû aux films adjacents relève le courant critique [31] et donne des propriétés voisines d'une jonction: on obtient des ponts où le modèle de GREGERS-HANSEN s'applique. Il faut cependant bien remarquer que ce dernier ne décrit que des phénomènes indépendants du temps (donc l'effet Josephson continu). Pour traiter de l'effet Josephson alternatif GREGERS-HANSEN étend l'analogie avec la jonction tunnel en se servant du schéma de Mc CUMBER [36].

- $W < \xi$; $L > \xi$: le courant critique varie généralement en $(1-t)^{3/2}$ et les propriétés sont sensiblement différentes de celles d'une jonction tunnel. Un raisonnement analogue à celui de LIKHAREV suggère que l'oscillation est cohérente si $L \leq 2 \lambda_\perp$.

# B I B L I O G R A P H I E


( I ) B. D. JOSEPHSON Phys. Lett. I, 251 ( 1962 )
Advan. Phys. 14, 419 ( 1965 )
Rev. Mod. Phys. 36, 216 ( 1964 )

( 2 ) M. KAMINSKY Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces ( Springer Verlag, Berlin 1965 )

( 3 ) G. CARTER, J.S. COLLIGON
Ion Bombardment of Solids ( Heinemann Educational Books, Londres 1968 )

( 4 ) O. ALMEN, G. BRUCE
Nucl. Instr. Methods 11, 279 ( 1961 )
P.K. ROL, J.M. FLUIT, J. KISTEMAKER
Physica 26, 1009 ( 1960 )

( 5 ) P. SIGMUND Phys. Rev. 184, 383 ( 1969 )

( 6 ) C.G. GRANQUIST, T. CLAESON
Phys. of Condensed Matter 18, 79 ( 1974 )
Handbook of thin film technology Edited by L.I. Maissel and R. Glang Mc Graw-Hill ( 1970 )

( 7 ) Y. ASADA, H. NOSE Journ. Phys. Soc. Japan 26, 347 ( 1969 )

( 8 ) M. STRONGIN, R.S. THOMPSON, O.F. KAMMERER, J.E. CROW
Phys. Rev. B 1 1078 ( 1970 )
M. STRONGIN Physica 55, 164 ( 1971 )

( 9 ) J.E. CROW, M. STRONGIN, R.S. THOMPSON, O.F. KAMMERER
Phys. Lett. 30 A, 161 ( 1969 )

( 10 ) A.F. MAYADAS, R.B. LAIBOWITZ, J.J. CUOMO
Journ. Appl. Phys. 43, 1287 ( 1972 )

( 11 ) M. BERNHEIM Thèse de docteur ingénieur Orsay ( 1967 )
R. CASTAING, M. BERNHEIM
Le Vide Colloque A.V.I.S.E.M. ( 1966 )

( 12 ) G. SLODZIAN Thèse de doctorat Orsay ( 1965 )

( 13 ) G. DUPOUY Eléments d'optique électronique Armand Colin, Paris ( 1961 )
A. SEPTIER Thèse de doctorat, Ann. de Radio, T 9 N° 38 ( 1954 )

( 14 ) M. EKSTEIN, B.M.U. SCHERZER, H. VERBEEK
Rad. Eff. 18, 135 ( 1973 )

( 15 ) A.J. SUMMERS, N.J. FREEMAN, N.R. DALY
Journ. Appl. Phys. 42, 4774 ( 1971 )

( I6 ) R.A. FRENCH Cryogénics 8, 30I ( I968 )

( I7 ) D.K. FINNEMORE, T.F. STROMBERG, C.A. SWENSON
Phys. Rev. I49, 23I ( I966 )

( I8 ) T.F. STROMBERG, C.A. SWENSON
Phys. Rev. Lett. 9, 370 ( I962 )

( I9 ) A.H. DAYEM, J.J. WIEGAND
Phys. Rev. I55, 4I9 ( I967 )
P.W. ANDERSON, A.H. DAYEM
Phys. Rev. Lett. I3, I95 ( I964 )

( 20 ) P. RUSSER Acta Phys. Austriaca 32, 373 ( I970 )
J. Appl. Phys. 43, 2008 ( I972 )
H. FACK, V. KOSE J. Appl. Phys. 42, 320 ( I97I )

( 2I ) P.E. GREGERS-HANSEN, M.T. LEVINSEN, G. FOG PEDERSEN
J. Low. Temp. Phys. 7, 99 ( I972 )
P.E. GREGERS-HANSEN, M.T. LEVINSEN, L. PEDERSEN,
C.J. SJOSTROM Solid State Comm. 9, 66I ( I97I )
P.E. GREGERS-HANSEN, E. HENDRICKS, M.T. LEVINSEN and
G. FOG PEDERSEN Proceedings of the I972 Applied Superconductivity Conference ( I.E.E.E., New York I972 ) p. 597

( 22 ) B. KOFOD, K. SARMARK
Phys. Lett. 49 A, 9I ( I974 )
Phys. Rev. Lett. 3I, II24 ( I973 )
Rev. Phys. Appl. 9, I9I ( I974 )

( 23 ) W.J. SKOCPOL, M.R. BEASLEY, M. TINKHAM
J. Low.Temp. Phys. I6, I45 ( I974 )

( 24 ) W.J. SKOCPOL, M.R. BEASLEY, M. TINKHAM
J. Appl. Phys. 45, 4054 ( I974 )
Rev. Phys. Appl. 9, I9 ( I974 )

( 25 ) M.T. JAHN, Y.H. KAO
J. Low Temp. Phys. I3, I75 ( I973 )

( 26 ) C. GUTHMANN, J. MAURER, M. BELIN, J. BOK, A. LIBCHABER
Phys. Rev. B II, I909 ( I975 )

( 27 ) R.B. LAIBOWITZ Appl. Phys. Lett. 23, 407 ( I973 )

( 28 ) L.B. HOLDEMANN , P.N. PETERS
I.E.E.E. Trans. on Magnetics II, 782 (I975)

( 29 ) M.A. JANOCKO, M. ASHKIN, C.K. JONES
Phys. Lett. 43, A, 345 ( I973 )
Proceedings of the I972 Applied Superconductivity Conference p. 608

( 30 ) P.V. CHRISTIANSEN, E.B. HANSEN, C.J. SJOSTROM
J. Low Temp. Phys. 4, 349 ( I97I )

( 3I ) A. BARATOFF, J.A. BLACKBURN, B.B. SCHWARTZ
Phys. Rev. Lett. 25, I096 (I970)

( 32 ) H.A. NOTARYS, J.E. MERCEREAU
J. Appl. Phys. 44, I82I (I973)
J.E. MERCEREAU Rev. Phys. Appl. 9, 47 (I974)

( 33 ) J. BARDEEN, J.L. JOHNSON
Phys. Rev. B 5, 72 (I972)

( 34 ) C.H. ARRINGTON, B.S. DEAVER
Appl. Phys. Lett. 26, 204 (I975)

( 35 ) K.K. LIKHAREV, L.A. YAKOBSON
I.E.E.E. Trans. on Magnetics II, 860 (I975)
K.K. LIKHAREV, G.M. LAPIR, V.K. SEMONOV, L. A. YAKOBSON
(Non publié)

( 36 ) D.E. Mc CUMBER J. Appl. Phys. 39, 3II3 (I968)
W.C. STEWART Appl. Phys. Lett. I2, 277 (I968)

( 37 ) F. AURACHER, T. VANDUZER
Appl. Phys. Lett. 2I, 5I5 (I972)

( 38 ) T.A. FULTON, R.C. DYNES
Phys. Rev. Lett. 25, 794 (I970)

( 39 ) T.M. KLAPWIJK, J.E. MOOIJ
I.E.E.E. Trans. on Magnetics II, 858 (I975)

( 40 ) T.J. RIEGER, D.J. SCALAPINO, J.E. MERCEREAU
Phys. Rev. B 6, I734 (I972)

( 4I ) K.K. LIKHAREV Sov. Phys. J.E.T.P. 34, 906 (I972)

( 42 ) V.N. GUBANKOV, V.P. KOSHELETS, K.K. LIKHAREV, G.A. OSVYANNIKOV
J.E.T.P. Lett. I8, I7I (I973)

( 43 ) A.T. FIORY Phys. Rev. Lett. 27, 50I (I97I)

( 44 ) P.G. DE GENNES SUperconductivity of Metals and Alloys
W.A. Benjamin (New York I966)

( 45 ) J.P. BURGER La Supraconductivité des métaux, des alliages et des films minces
Masson Paris (I974)

( 46 ) W. DE SORBO Phys. Rev. I32, I07 (I963)

( 47 ) C.C. KOCH, J.O. SCARBROUGH, D.M. KROGER
Phys. Rev. B 9, 888 (I974)

( 48 ) P.M. SCHMIDT, R.N. CASTELLANO, H. BARZ, A.S. COOPER,
E.G. SPENCER J. Appl. Phys. 44, I833 (I973)

( 49 ) C.K. BAK Rev. Phys. Appl. 9, I5 (I974)

( 50 ) M.T. LEVINSEN Rev. Phys. Appl. 9, 135 (I974)

( 5I ) J.R. WALDRAM, A.B. PIPPARD, J. CLARKE
Phil. Trans. Roy. Soc. A 268, 265 (I970)

( 52 ) R.K. KIRSCHMAN Thése, California Institute
of technology (I97I)

( 53 ) J.CLARKE. Proc.Roy.Soc. A. 308, 447 (I969)

( 54 ) C.M.FALCO, W.M.PARKER, S.E.TRULLINGER.
Phys.Rew.Lett. 3I, 933 (I973)

( 55 ) D.W.PALMER, J.E.MERCEREAU.
Appl.Phys.Lett. 25, 467 (I974)

( 56 ) E.P.HARRIS. I.E.E.E. Trans.on Magnetics II, 785 (I975)

( 57 ) H.LONDON, J.R.CLARKE.
Reviews of Mod. Phys. ,320 (I964)

( 58 ) L.O.MULLEN, D.B.SULLIVAN
Jour.Appl.Phys. ,40, 2II5 (I969)

( 59 ) L.F.MATTHEIS. Phys.Rev.BI , 373 (I973)
J.R.ANDERSON. and al.
Phys.Rev.B7, 5II5 (I973)

( 60 ) W.L.MC MILLAN. Phys.Rev. I67, 33I (I968)

( 6I ) I.TAGUCHI, H.YOSHIOKA.
Journal of the Phys.Soc. of Japan, 33 (I972
Journ.of the Phys.Soc. of Japan, 34 (I973)

( 62 ) D.MEYER, H.MANN, E.PHRILINGOS. Applications of ion beams to
Metals p. 15 .Plenum Press New York (1974).

( 63 ) D.B.SULLIVAN, R.L.PETERSON, V.E.KOSE, J.E.ZIMMERMAN
Journ.Appl.Phys., 4I, 4865

( 64 ) y.DU.SONG Thése Université de Californie (I97I)
Y.DU.SONG et G.ROCHLIN.
Phys.Rev.Lett. 29, 4I6 (I972)

( 65 ) J.BARDEEN. Rev.Mod.Phys. 34, 667 (I962)

( 66 ) L.SOLYMAR. "Superconductive tunnelling and applica-
-tions" Chapman and Hall Londres (I972)

( 67 ) P.L.RICHARDS, F.AURACHER, T.VANDUZER
Proc. of the I.E.E.E. 6I, 36 (I973)

( 68 ) P.W.ANDERSON Rev.Mod.Phys. 38, 298 (I966)

( 69 ) H.A. NOTARYS, J.E. MERCEREAU
Physica 55, 424 (I97I)

( 70 ) R. ADDE, P. CROZAT, S. GOURRIER, G. VERNET, M. BERNHEIM et D. ZENATTI Rev. Phys. Appl. 8, 455 (I973) 9, I8I (I974)

( 7I ) P. CROZAT, R. ADDE, J. CHAUMONT, H. BERNAS et D. ZENATTI
Applications of ion beams to metal p. 27
Plenum Press New York (I974)

( 72 ) F. AURACHER Thèse (Ph. d) Université de Californie (Berkeley I973)

( 73 ) L. G. ASLAMAZOV, A.I. LARKIN
J.E.T.P. Letters, 9, 87 (I969)

( 74 ) A.F. VOLKOV, Sov. Phys. Solid State I5, 925 (I973)

( 75 ) N.R. WERTHAMER Phys.Rev I47,255 (I966)